

Optimierungsmethodik für Volumen-Transmissionshologramme mit LED-Beleuchtung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.-Ing.)

vorgelegt der

Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Frau

M. Sc. Daniela Karthaus
geboren am 30.01.1984 in Büren

Tag der Einreichung: 26.Juni 2018

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 14.Dezember 2018

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Stefan Sinzinger
2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. Oliver Sandfuchs
3. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Jörg Moisel

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2018000724

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während meiner Promotionszeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Stefan Sinzinger von der Technischen Universität Ilmenau für die Bereitschaft zur Betreuung dieser Arbeit, die fachliche Unterstützung und die vielen konstruktiven Gespräche und Diskussionen. Bedanken möchte ich mich auch bei Prof. Dr. Oliver Sandfuchs von der Hochschule Hamm-Lippstadt für die intensiven Gespräche und insbesondere für die Hinweise zu den Algorithmen und Simulationsansätzen.

Für die Möglichkeit das Thema Holographie intensiv betrachten zu können und für die fachliche wie organisatorische Unterstützung gilt mein Dank den Verantwortlichen der HELLA GmbH & Co. KGaA und insbesondere Christian Schmidt als Leiter des L-LAB.

Darüber hinaus möchte ich mich auch ganz herzlich bei allen Kollegen und Kolleginnen im L-LAB und bei der HELLA für eine unvergessliche Zeit bedanken. Besonders die allzeitige Bereitschaft zu fachübergreifenden Diskussionen haben mich immer wieder motiviert und zu neuen Sichtweisen inspiriert.

Auch bei den von mir betreuten Studierenden möchte ich mich bedanken. Durch ihr Engagement haben sie die Entwicklung dieser Dissertation mit vorangetrieben.

Nicht zuletzt danke ich den Mitarbeitern der Firma Covestro AG für die Hilfsbereitschaft und Unterstützung bei Material-spezifischen Fragestellungen.

Vielen Dank!

Kurzfassung

Computergenerierte Volumen-Transmissionshologramme bieten ein großes Potenzial für den Einsatz als lichtformende Elemente im automobilen Scheinwerfer. Die Rahmenbedingungen sind jedoch anders als in den klassischen Anwendungsgebieten der Holographie und bringen neue Anforderungen an die Berechnung der Hologramme mit sich. Ein wesentlicher Aspekt ist dabei die Rekonstruktionslichtquelle. Statt monochromatischer Laser sind aktuell weiße LEDs die typischen Lichtquellen im Automobilscheinwerfer. Deren spektrale Eigenschaften führen zu Dispersionseffekten und die Divergenz des LED-Lichts resultiert in einer Unschärfe des rekonstruierten Bildes.

In dieser Arbeit wird eine Optimierungsmethodik vorgestellt, welche die Anpassung von Volumen-Transmissionshologrammen an die spektralen Eigenschaften und die Abstrahlcharakteristik von LEDs ermöglicht. Diese Methodik beinhaltet neben einem Designprozess zur Berechnung optimierter Hologramminformationen auch einen Simulationsansatz zur realitätsnahen Visualisierung des rekonstruierten Bildes. Sowohl bei der Berechnung als auch bei der Simulation werden LED-Parameter wie Wellenlänge, Divergenzwinkel und Wellenfrontform berücksichtigt. Die Beschreibung und experimentelle Ermittlung einer LED-spezifischen Wellenfront ist dabei eine besondere Herausforderung und wird in dieser Arbeit entsprechend diskutiert.

Zur Überprüfung des Designprozesses und der Simulation werden die berechneten Hologramme in ein Photopolymer belichtet. Der dafür notwendige Belichtungsprozess wird im Rahmen der Arbeit im Labor umgesetzt und die Belichtungsparameter im Design und in der Simulation berücksichtigt. Durch die spezifisch aufeinander abgestimmten Schritte von Design über Belichtung bis zur Simulation entsteht eine ganzheitliche Methodik für die Optimierung und Überprüfung der Hologramme.

In sechs experimentellen Testreihen werden nicht optimierte und optimierte Hologramme mit verschiedenen Lichtquellen beleuchtet und die Rekonstruktionen analysiert. Die Ergebnisse belegen die erfolgreiche Kompensation und Visualisierung der oben genannten Effekte durch LED-Beleuchtung bei der Rekonstruktion. Zudem werden Einflüsse auf die Rekonstruktion durch den Belichtungsprozess und das holographische Material aufgezeigt und mögliche Lösungen für eine Weißlicht-Rekonstruktion mit Transmissionshologrammen aufgezeigt.

Abstract

Computer-generated volume transmission holograms show a great potential to be used as light-shaping elements in automotive headlamps. However, the conditions in headlamp systems are different from those in classical application areas of holography. These conditions cause new requirements for the calculation of holograms. An essential aspect is the reconstruction light source. Instead of monochromatic lasers, the typical light sources in automotive headlamps are white LEDs. Their spectral properties lead to dispersion effects and the divergence of the LED light results in a blurred reconstructed image.

In this thesis an optimization methodology is presented, which allows the adaptation of volume transmission holograms to the spectral characteristics and the emission characteristics of LEDs. This method includes a design process for calculating optimized hologram information and a simulation approach for realistic visualization of the reconstructed image. Both, the design and the simulation have to take into account LED parameters like wavelength, divergence angle and wavefront shape. Especially the description and the measurement of LED-specific wavefronts are particular challenges and hence discussed in this thesis.

The calculated holograms are exposed in a photopolymer to verify the design process and the simulation. As a part of this research project, the necessary exposure process is implemented in the laboratory and the exposure parameters are considered in the design and in the simulation. A holistic methodology for optimizing and verification of the holograms is realized by the synchronization of parameters from the design to the exposure process and finally to the simulation.

Within six experimental test series, non-optimized and optimized holograms are illuminated with different light sources and the reconstructions are analysed. The results prove the successful compensation and visualization of the mentioned effects of LED illumination on the reconstruction. In addition, influences on the reconstruction by the exposure process and by the holographic material are shown. Furthermore, possible solutions for a successful white light reconstruction with transmission holograms are proposed.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Danksagung | III |
| Kurzfassung | V |
| Abstract | VII |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Grundlagen und Forschungsstand | 5 |
| 2.1 Wellenoptische Grundlagen | 5 |
| 2.1.1 Skalare Wellentheorie | 5 |
| 2.1.2 Beugung | 7 |
| 2.1.3 Prinzip der Holographie | 9 |
| 2.2 Design und Simulation computerbasierter Hologramme | 13 |
| 2.2.1 Berechnung von holographischen Elementen | 14 |
| 2.2.2 Rekonstruktion digitaler Hologramme | 17 |
| 2.2.3 Optische Aufnahme computerbasierter Hologramme | 18 |
| 2.3 Wellenoptische Beschreibung von LEDs als Rekonstruktionswelle | 20 |
| 3 Zielsetzung für die Optimierung von Hologrammen für LED-Beleuchtung | 23 |
| 3.1 Grenzen des aktuellen Stands der Technik | 23 |
| 3.2 Hypothesen | 24 |
| 3.3 Anforderungen und Lösungsansätze | 26 |
| 4 Erzeugung von computergenerierten Volumen hologrammen für LED-Beleuchtung | 29 |
| 4.1 SLM-basierter Belichtungsprozess | 29 |
| 4.2 Design von Matrix-Transmissionshologrammen | 33 |
| 4.2.1 Berechnung des Basishologramms | 33 |
| 4.2.2 Virtueller Aufbau der Hologrammmatrix | 38 |
| 4.2.3 Anpassung an die Rekonstruktionswelle | 40 |
| 4.3 Bestimmung von Wellenfronten | 43 |
| 4.3.1 Verfahren zur Wellenfrontmessung | 43 |
| 4.3.2 Interferometerbasierter Ansatz zur Wellenfrontmessung von LEDs | 45 |
| 5 Rekonstruktion computerbasierter Hologramme | 51 |
| 5.1 Simulationsansatz zur Rekonstruktion mit LED-Beleuchtung | 51 |
| 5.2 Experimentelle Rekonstruktion | 57 |
| 5.3 Versuchsmethodik zum Abgleich von Simulation und Experiment | 58 |
| 5.3.1 Ansätze zur Analyse | 58 |
| 5.3.2 Unterteilung der Versuchsreihen | 60 |
| 6 Diskussion der Ergebnisse | 65 |
| 6.1 Fehler und Messunsicherheiten | 65 |
| 6.1.1 Fehleranalyse | 65 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.1.2 | Einflüsse auf den Korrelationskoeffizienten | 68 |
| 6.2 | Experimentelle und simulative Ergebnisse | 74 |
| 6.2.1 | Versuchsreihe I: Wellenlängenbedingte Bildskalierung und -unschärfe | 74 |
| 6.2.2 | Versuchsreihe II: Wellenlängenbedingte Bildverschiebung | 80 |
| 6.2.3 | Versuchsreihe III: Weißlichtüberlagerung | 81 |
| 6.2.4 | Versuchsreihe IV: Divergenzabhängige Bildunschärfe | 89 |
| 6.2.5 | Versuchsreihe V: spektrale Bandbreite und LED-Emissionsfläche . . | 92 |
| 6.2.6 | Versuchsreihe VI: LED-Wellenfrontbeschreibung | 98 |
| 6.3 | Abschließende Diskussion | 103 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 107 |
| 7.1 | Zusammenfassung der Ergebnisse | 107 |
| 7.2 | Ausblick | 109 |
| | Literatur | 111 |
| | Abbildungsverzeichnis | 119 |
| | Tabellenverzeichnis | 123 |
| | Abkürzungsverzeichnis | 125 |
| | Symbolverzeichnis | 127 |
| A | Anhang | 131 |
| A.1 | Bewertungskriterien und Fehlerfunktion für den IFTA | 131 |
| A.2 | Wellenlängenabhängige Transmission des verwendeten Photopolymers . . . | 133 |
| A.3 | Eigenschaften der LEDs und Filter in Testreihe zwei | 133 |
| A.4 | Spektralwertkurven | 134 |
| | Publikationen im Rahmen dieser Arbeit | 135 |
| | Studentische Arbeiten | 137 |
| | Erklärung | 139 |

Einleitung

Die Holographie ist ein Verfahren zur Speicherung und Wiedergabe von Informationen, codiert in einem Interferenzmuster. Gabor entwickelte das Prinzip zur Erhöhung der Auflösung von Mikroskopen und zeigte, dass durch Aufnahme einer Objekt- mit einer überlagerten Referenzwelle die Objektinformationen vollständig rekonstruiert werden können [1, 2]. Die holographische Mikroskopie ist auch heute noch eine Anwendung der Holographie (bspw. [3]). Die Speicherung großer Datenmengen auf holographischen Datenträgern (bspw. [4]), die Darstellung dreidimensionaler Daten und holographische Displays (bspw. [5]) sowie die Verwendung holographisch erzeugter Elemente zur Lichtlenkung (bspw. [6, 7]) sind weitere aktuelle Forschungsgebiete zum Einsatz von Hologrammen.

Erste Ansätze für die Anwendung im Automobil, bspw. als holographische Head-Up Displays [8] und Kontrollanzeigen [9], wurden bereits im Jahr 1968 in Form von Patenten veröffentlicht. Es folgten Anwendungskonzepte für automobiler Leuchten (bspw. [10–12]), Scheinwerfer (bspw. [13, 14]) und multifunktionale Systeme für integrierte 3D-Darstellungen durch holographische oder diffraktive Elemente (bspw. [15–17]). Derartige Darstellungen könnten sowohl zur Erzeugung von Warnsymbolen genutzt werden [18] als auch zur Realisierung besonderer Designs, wie dreidimensionaler Signaturen [19]. Darüber hinaus bieten Hologramme die Möglichkeit in Scheinwerfersystemen oder bei der Innenraumbeleuchtung eingesetzt zu werden, um bspw. klassische optische Elemente, wie Linsen und Blenden, zu ersetzen. Vorteile, wie eine geringe Ausdehnung mit entsprechend geringem Gewicht und eine hohe Flexibilität im Hinblick auf das Design und die Funktionalität, machen Hologramme zu einer attraktiven Alternative. Insbesondere computerbasierte Volumen-Hologramme, deren optische Funktionen vor der Belichtung in ein Material beliebig definiert werden können, sind geeignet für die Anpassung an die Rahmenbedingungen im Automobil.

Allerdings lassen sich auch diese Hologramme nicht ohne Weiteres als Ersatz für Blenden und Linsen in eine Leuchte oder einen Scheinwerfer einsetzen. Die Herausforderung liegt hier vor allem in der Lichtquelle, die zur Beleuchtung des Hologramms und damit zur Rekonstruktion der gespeicherten Daten genutzt wird. Die beste Rekonstruktion der Daten, in diesem Fall eine Lichtverteilung, wird bei Beleuchtung mit einer Lichtquelle erzielt, die die gleichen Eigenschaften wie die Lichtquelle aus dem Herstellungsprozess aufweist.

Während im Automobil lichtemittierende Dioden (LED) die meist genutzten Lichtquellen sind, werden für die Aufnahme von Hologrammen typischerweise Laser (Light amplification by stimulated emission of radiation) eingesetzt. Diese emittieren im Vergleich zu LEDs gerichtetes, nahezu monochromatisches Licht und weisen damit sehr gute Eigenschaften für die Erzeugung zeitlich konstanter Interferenzmuster und für deren Belichtung in ein Material auf. Für den Einsatz von Hologrammen im Automobil bedeutet das, dass auf Grund des spektral breitbandigen Lichtes und der großen Abstrahlwinkel von LEDs mit einer Abweichung der rekonstruierten Lichtverteilung von der Ziellichtverteilung zu rechnen ist.

Um Hologramme im Automobil einsetzen zu können, gibt es daher vier wesentliche Möglichkeiten: der Einsatz von Laser-Lichtquellen zur Rekonstruktion, der Einsatz von LEDs bei der Aufnahme der Hologramme, der Einsatz von spektral und örtlich gefilterten LEDs zur

Rekonstruktion oder die Kombination von LEDs mit an deren Eigenschaften angepassten Hologrammen.

Laser kommen bereits in der automobilen Beleuchtung in Systemen mit Zusatzfernlicht-Funktion zur Anwendung [20]. Allerdings werden hier blaue Dioden-Laser mit einem Leuchtstoff zur Wellenlängenkonversion zur Erzeugung von Weißlicht eingesetzt. Das konvertierte Licht ähnelt damit in seinen Eigenschaften denen einer Weißlicht-LED, was zu den selben Problematiken bei der Rekonstruktion führt. Der Einsatz unkonvertierter Laser ist aktuell im Hinblick auf die Gesetzgebung und aus sicherheitstechnischer Sicht noch nicht umsetzbar.

Die zweite Alternative, also die Aufnahme von Hologrammen mit LEDs, wird bereits in der digitalen holographischen Mikroskopie diskutiert [21]. Allerdings ist die Verwendung schmalbandiger Filter und Punktblenden nötig, welche mit einer starken Reduzierung der Lichtintensität einhergeht. Für die Aufnahme in ein holographische Material ist dies nachteilig, da die Materialien eine gewisse Intensität und Belichtungszeit für die photochemische Reaktion benötigen. In Anbetracht von Degradationserscheinungen ist ein laserbasierter Belichtungsprozess zudem deutlich robuster, was insbesondere im Hinblick auf die Replikation ein wichtiger Aspekt ist. Die Verwendung mehrerer Lichtquellen ist bei der Aufnahme auf Grund der notwendigen Kohärenz nicht möglich, wäre aber für die Rekonstruktion denkbar. Die Rekonstruktion mit mehreren spektral und örtlich gefilterten LEDs ist eine durchaus umsetzbare Möglichkeit. Doch wie auch bei der zuvor diskutierten Variante ist mit einem hohen Intensitätsverlust durch Blenden und Filtern zu rechnen. Um dennoch die gesetzlichen Lichtstärkewerte für automobiler Systeme einzuhalten, sind deutlich höhere Lichtströme im Vergleich zu ungefilterten LEDs nötig. Der Einsatz von Hochleistungs-LEDs führt wiederum zu neuen thermischen Herausforderungen. Insgesamt bringt diese Alternative eine schlechte Systemeffizienz mit sich und die Vorteile von Hologrammen in Form von Einsparpotenzialen bei optischen Komponenten und Bauraum gehen verloren. Da außerdem keine Kohärenz zwischen den einzelnen Lichtquellen vorliegt, ist ohne eine Anpassung der Hologramme mit ungewünschten Überlagerungen von Mehrfachrekonstruktionen zu rechnen.

Damit bleibt als letzte hier diskutierte Variante die Optimierung der Hologramme an die Rekonstruktionslichtquelle. Dies ist kein gänzlich neuer Ansatz, denn für die RGB-Beleuchtung von Reflexionshologrammen [5, 22] oder für holographische Linsen [23, 24] wird bereits eine solche Anpassung der Hologramme verfolgt. Die Berücksichtigung des winkelbezogenen Abstrahlverhaltens von LEDs ist jedoch bislang durch ideale Beschreibungen der LEDs als Punktlichtquellen (bspw. [25]) umgangen worden. Eine exakte Beschreibung der von einer LED emittierten Wellenfronten wurde bislang vernachlässigt. Diese ist aber insbesondere für die Simulation des holographischen Systems und die Visualisierung der zu erwartenden Lichtverteilung essentiell. Derartige Visualisierungen sind im klassischen Optikdesign gängige Verfahren zur Überprüfung des Designergebnisses. Eine Simulationsumgebung zur realitätsnahen Visualisierung der resultierenden Lichtverteilung eines Hologramms ist daher auch für holographische Systeme im Automobil notwendig.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Design- und Simulationmethodik für die Optimierung von Volumen-Transmissionshologrammen und für die simulative Visualisierung der Rekonstruktion bei LED-Beleuchtung zu entwickeln. Die dazu notwendigen Grundlagen der Wellenoptik und der Holographie, werden in Kapitel 2 vorgestellt. Dieses beinhaltet auch den aktuellen Stand der Technik im Hinblick auf die Berechnung computerbasierter Hologramme und Möglichkeiten zur Aufnahme der berechneten Daten in ein holographisches Material. In Kapitel 3 folgt die detaillierte Darstellung der Ziele dieser Arbeit. Kernstück der Arbeit ist Kapitel 4, in welchem die computerbasierte Anpassung von Hologrammen

an unterschiedliche Wellenlängen, an beliebige Divergenzwinkel und Wellenfrontformen für die Rekonstruktion beschrieben werden. Da nicht nur die Optimierungsparameter, sondern auch der Belichtungsprozess ist entscheidend für den Designprozess ist, wird der in dieser Arbeit umgesetzte Laboraufbau zur Aufnahme von Hologrammen ebenfalls in Kapitel 4 dargestellt.

Kapitel 5 beinhaltet die simulative wie auch die experimentelle Rekonstruktion von Hologrammen, die mit den zuvor beschriebenen Design- und Belichtungsansätzen erzeugt werden. Dazu wird zunächst auf die Simulation und die Visualisierung der Rekonstruktionen eingegangen. Die für die Überprüfung dieser Simulationsansätze notwendigen experimentellen Versuchsreihen werden ebenfalls aufgezeigt und deren Ergebnisse in Kapitel 6 diskutiert. Ein nicht zu vernachlässigender Aspekt ist die Fehlerbetrachtung sowohl für die Messreihen als auch die Simulationen. Auftretende Einflüsse auf die Ergebnisse und damit einhergehende Unsicherheiten werden ebenfalls in Kapitel 6 diskutiert.

Den Abschluss dieser Arbeit bildet Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick mit Anregungen für zukünftige Forschungsthemen.

Grundlagen und Forschungsstand

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen zu den Inhalten dieser Arbeit sowie der aktuelle Forschungsstand dargelegt. Dies beinhaltet neben Erläuterungen zu der Näherung skalarer Wellen auch die Prinzipien der Holographie, Verfahren zur Berechnung und Simulation computerbasierter Hologramme sowie Möglichkeiten zur wellenoptischen Beschreibung von LEDs.

2.1 Wellenoptische Grundlagen

Grundlage der Ausführungen in dieser Arbeit bildet die skalare Wellentheorie, bei welcher das Licht als elektromagnetische Welle angenommen, deren vektorieller Charakter jedoch vernachlässigt und durch eine skalare Beschreibung angenähert wird. Dies ist bei Medien mit ortsunabhängigen Eigenschaften, wie homogenen und isotropen Dielektrika, gültig, da sich das elektrische und das magnetische Feld (\vec{E} und \vec{B}) der Welle analog zueinander verhalten [26].

2.1.1 Skalare Wellentheorie

Bei Näherung einer elektromagnetischen durch eine skalare Welle wird das Wellenverhalten einer Komponente der Felder $\vec{E}(\vec{r}, t) = (E_x, E_y, E_z)^T$ und $\vec{B}(\vec{r}, t) = (B_x, B_y, B_z)^T$ durch die skalare Welle $u(\vec{r}, t)$ dargestellt. Somit kann eine monochromatische, harmonische Welle am Ort \vec{r} zum Zeitpunkt t durch die skalare Wellengleichung (vgl. [26, 27])

$$\nabla^2 u(\vec{r}, t) - \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 u(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

beschrieben werden, wobei n dem Brechungsindex des Materials, c der Lichtgeschwindigkeit im Material und ∇ dem Nabla-Operator entsprechen. Die Welle $u(\vec{r}, t)$ kann in reeller Form als

$$u(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \cos[2\pi\nu t + \varphi(\vec{r})] \quad (2.2)$$

und in komplexer Form als

$$u(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \exp[i\varphi(\vec{r})] \exp(i2\pi\nu t) \quad (2.3)$$

dargestellt werden [28]. Dabei beschreibt $A(\vec{r})$ die Amplitude, $\varphi(\vec{r})$ die Phase der Welle und ν die zeitliche Frequenz.

Wird lediglich ein stationärer Zustand der Welle betrachtet, ist die Beschreibung durch die komplexe Amplitude

$$U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \cdot \exp[i\varphi(\vec{r})] \quad (2.4)$$

möglich (vgl. [26–28]). Die Parameter Amplitude und Phase einer Welle können durch Darstellung in der komplexen Ebene bestimmt werden. Die Amplitude entspricht dem Betrag $|U(\vec{r})|$ und die Phase dem Winkel bzw. Argument $\arg\{U(\vec{r})\}$.

Jede Welle, die die Wellengleichung (Gl. (2.1)) erfüllt, lässt sich auf diese Weise ausdrücken.

Zwei in dieser Arbeit genutzte, ideale Wellenbeschreibungen sind die ebene und die sphärische Welle, welche durch die komplexen Amplituden

$$\text{ebene Welle: } U_e(\vec{r}) = A \cdot \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}] \quad (2.5)$$

$$\text{sphärische Welle: } U_s(\vec{r}) = \frac{A}{r} \cdot \exp[-ikr] \quad (2.6)$$

dargestellt werden [27]. Dabei entspricht \vec{k} dem Wellenvektor und k dessen Betrag, welcher in Abhängigkeit der Wellenlänge λ berechnet wird

$$k = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda. \quad (2.7)$$

Die Distanz r ergibt sich aus dem betrachteten Ort $\vec{r} = (x, y, z)^T$ und dem Ort des Wellenursprungs $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T$ zu

$$r = |\vec{r} - \vec{r}_0| = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}. \quad (2.8)$$

Die visuell wahrnehmbare und messtechnisch erfassbare Eigenschaft einer Welle ist deren Intensität I . Diese wird bei skalarer Betrachtung beschrieben als [27, 29]

$$I(x, y) \approx |U(x, y)|^2. \quad (2.9)$$

Das Intensitätsmuster $I(x, y)$, das bei Überlagerung von mehreren skalaren Wellen an einem Ort entsteht, wird Interferenzmuster genannt. Unter Annahme skalarer Wellen gleicher Polarisation entspricht $I(x, y)$ der Intensität der Superposition der einzelnen komplexen Wellenamplituden. Für zwei sich überlagernde Wellen U_1 und U_2 ergibt sich damit eine Intensität von

$$\begin{aligned} I &= |U_1 + U_2|^2 \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi), \end{aligned} \quad (2.10)$$

wobei $\Delta\varphi$ der Phasendifferenz zwischen den beiden Wellen entspricht [27]. Der Cosinus-Term in Gleichung (2.10) wird auch als Interferenzterm bezeichnet und beschreibt die Änderung der Intensität bei konstruktiver und destruktiver Interferenz. Es ergeben sich eine maximale Intensität

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.11)$$

bei konstruktiver Interferenz, wenn $|\Delta\varphi| = m\pi$ für $m = 0, 2, 4, \dots$ gilt und eine minimale Intensität

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.12)$$

bei destruktiver Interferenz, wenn gilt $|\Delta\varphi| = m\pi$ für $m = 1, 3, 5, \dots$ [27].

Zeitliche Kohärenz

Die Erzeugung zeitlich konstanter Interferenzmuster setzt eine stabile Phasenbeziehung der Wellen über die Betrachtungsdauer voraus. Der Zeitraum, über den eine solche konstante Phasenbeziehung besteht, wird als zeitliche Kohärenz bezeichnet und lässt sich durch die Autokorrelationsfunktion Γ

$$\Gamma(\tau) = \langle u(t + \tau)u^*(t) \rangle \quad (2.13)$$

bestimmen. Dabei ist τ die Zeitspanne, über die die Welle betrachtet wird, $u^*(t)$ die konjugiert komplexe Funktion von $u(t)$ und $\langle \cdot \rangle$ beschreibt den zeitlichen Mittelwert. Aus der Autokorrelation lässt sich wiederum der Kohärenzgrad γ

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)}, \quad (2.14)$$

ermitteln [30]. Dieser beschreibt das Verhältnis der Wellenkorrelation zum Startzeitpunkt $t = 0$ und zum Zeitpunkt $t = \tau$ und ist damit ein Maß für die Stärke der Kohärenz.

Über das Wiener-Khinchin Theorem lässt sich der Zusammenhang zwischen Γ und der Bandbreite $\Delta\lambda$ des Spektrums der Wellen darstellen. Das Theorem besagt, dass $\Gamma \propto 1/\Delta\lambda$ gilt und damit ein schmalbandigeres Spektrum mit einer höheren zeitlichen Kohärenz einhergeht [30].

Örtliche Kohärenz

Zusätzlich beeinflusst auch die räumliche Kohärenz das Interferenzbild. Diese beschreibt die Phasenbeziehung von Wellenzügen zueinander, die an unterschiedlichen Orten emittiert werden, bspw. bei großflächigen Lichtquellen. Das Van-Cittert-Zernike Theorem beschreibt den Zusammenhang zwischen Größe der Emissionsfläche S_e zur Autokorrelationsfunktion, für den $\Gamma \propto 1/S_e$ gilt. Damit reduziert eine große Lichtaustrittsfläche die örtliche Kohärenz [30].

2.1.2 Beugung

Beugung tritt immer dann auf, wenn eine frei propagierende Welle auf ein Störelement trifft und dadurch verändert wird [31]. Eine stark vereinfachte Beschreibung der Ablenkung der gebeugten Welle an einer dünnen, periodischen Struktur ist anhand der Gittergleichung möglich

$$n \cdot \sin(\theta_{\text{in}}) = n' \cdot \sin(\theta_{\text{m}}) - \frac{m \cdot \lambda}{\Lambda}, \quad (2.15)$$

wobei n und n' den Brechungsindizes vor und hinter dem Gitter, θ_{in} und θ_{m} den Eintritts- und den Beugungswinkel der m -ten Ordnung beschreiben und Λ für die Gitterperiode steht [32].

Zur genaueren Beschreibung der Beugungseffekte kann die Wellenfront¹ einer Welle nach dem Huygens-Fresnel Prinzip als Ursprung einer Vielzahl von primären Punktquellen betrachtet werden, wobei jede der Primärquellen eine Kugelwelle emittiert. Die Wellenfront in einer Propagationsdistanz z entspricht dann der Einhüllenden über alle Kugelwellen in dieser Distanz. Dieses Prinzip ist Grundlage verschiedener Beschreibungen zur Ausbreitung gebeugter Wellen [32], welche sich jedoch in ihren Grundannahmen und ihrem Gültigkeitsbereich unterscheiden. Die in dieser Arbeit betrachteten Beschreibungen und deren zugrunde liegenden Näherungen, werden im Folgenden erläutert.

Rayleigh-Sommerfeld-Approximation

Das Beugungsintegral nach Rayleigh-Sommerfeld (RS) beschreibt die an einer Blende gebeugte Welle U' im Punkt $P_1 = (x', y', z)$ als die Überlagerung von sphärischen Wellen,

¹ Als Wellenfront wird eine Oberfläche im Raum bezeichnet, auf der die von der Lichtquelle ausgesendeten Wellenpakete den gleichen Phasenwert aufweisen [32].

deren Ursprünge in jedem Punkt $P_0 = (x, y, 0)$ der Blendenebene B liegen und die von der einfallenden Welle U angeregt werden [26]

$$U'_{\text{RS}}(P_1) = \frac{1}{i\lambda} \iint_B U(P_0) \frac{\exp[-ikr]}{r} \cos(\theta) dx' dy'. \quad (2.16)$$

Der Winkel θ beschreibt den Richtungswinkel der propagierenden Sekundärwellen und berechnet sich aus dem Normalenvektor der Blendenebene \vec{n} und dem Ortsvektor \vec{r} zwischen P_0 und P_1 , dessen Betrag als r ebenfalls in die Beschreibung eingeht.

Das RS-Integral stellt eine sehr genaue Beschreibung dar und deckt einen großen Gültigkeitsbereich für Nah- und Fernfeldbeugung ab [33]. Eine numerische Lösung des Integrals lässt sich über die Angular Spectrum Method (ASM) bestimmen, welche auf der Fourier-Transformation basiert [33], die im Folgenden als $\mathcal{F}\{\cdot\}$ bezeichnet wird. Die Annahme bei dieser Methode ist, dass die von der Blendenebene ausgehenden sphärischen Wellen lokal durch ebene Wellen angenähert werden können, die in unterschiedliche Richtungen propagieren. Die Zerlegung der komplexen Welle in der Blendenebene in ebene Wellen erfolgt durch die Fourier-Transformation und wird im Detail in [26] beschrieben.

Die ASM ist definiert als

$$U'_{\text{ASM}}(P_1) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} \{ U(P_0) \} \cdot H(f) \} \quad (2.17)$$

$$H(f) = \exp \left[-i2\pi z \sqrt{\lambda^{-2} - f_x^2 - f_y^2} \right] \quad (2.18)$$

mit den Ortsfrequenzkoordinaten $f = \{f_x, f_y\}^T$ und der inversen Fourier-Transformation $\mathcal{F}^{-1}\{\cdot\}$ [26, 33, 34].

Fresnel-Approximation

Während bei der RS-Approximation keine Einschränkungen bzgl. der Distanzen z und r gemacht werden, wird bei der Fresnel-Näherung die Annahme getroffen, dass r groß gegenüber der Ausdehnung der Blendenöffnung ist. Weiterhin wird angenommen, dass die Distanzen zwischen den Punkten P_0 und P_1 zur optischen Achse klein sind und somit eine paraxiale Betrachtung erfolgt. Die Phase lässt sich damit über die ersten Terme einer Taylorreihe einer quadratischen Funktion annähern und die Übertragungsfunktion $h(x', y')$ wird zu

$$h(x', y') = \frac{\exp[-ikz]}{i\lambda z} \cdot \exp \left[-i\pi z \lambda (x'^2 + y'^2) \right] \quad (2.19)$$

Die Fresnel-Näherung auf Basis der Fourier-Transformation wird damit beschrieben als [26]

$$U'_{\text{FR}}(P_1) = \frac{\exp[-ikz]}{i\lambda z} \exp \left[-\frac{ik}{2z} (x'^2 + y'^2) \right] \cdot \mathcal{F} \left\{ U(P_0) \cdot \exp \left[-\frac{ik}{2z} (x^2 + y^2) \right] \right\} \quad (2.20)$$

Damit werden die sphärischen Wellen, wie sie bei der RS-Approximation genutzt werden, durch parabolische Wellen ersetzt. Diese Näherung ist durch den Abbruch der Taylorreihen-Entwicklung nur in einer definierten Region hinter der Blende gültig, für welche gilt [26]

$$z^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} \cdot \arg \max \left\{ \left[(x' - x)^2 + (y' - y)^2 \right]^2 \right\} \quad (2.21)$$

Neben der Näherung mit parabolischen Wellen liegt ein weiterer Unterschied zur ASM in der resultierenden Größe des berechneten Feldes, in welchem das berechnete Beugungsbild liegt. Die Feldgröße wird durch die Eigenschaften der Fourier-Transformation beeinflusst,

bei welcher die Bildausdehnung in der Fourierebene umgekehrt proportional zur Abtastung in der Signalebene ist. Dieser Zusammenhang zeigt sich durch die einfache Fourier-Transformation bei der Fresnel-Approximation, während bei der ASM das berechnete Feld die gleiche Ausdehnung aufweist wie das Signal.

Fraunhofer-Approximation

Der Fraunhofer-Näherung liegt die Annahme zu Grunde, dass die Distanz zwischen Blenden- und Bildebene sehr groß ist, d.h. $z \rightarrow \infty$ gilt. Damit werden die sphärischen Wellen als ebene Wellen angenähert. Die auf der Fourier-Transformation basierenden Fraunhofer-Approximation wird beschrieben durch [26]

$$U'_F(P_1) = \frac{\exp(-ikz)}{i\lambda z} \exp\left[-\frac{ik}{2z}(x'^2 + y'^2)\right] \cdot \mathcal{F}\{U(P_0)\} \quad (2.22)$$

Das Beugungsbild einer Blende im Fernfeld entspricht somit der Fouriertransformierten der Feldverteilung in der Blendenebene multipliziert mit einem Phasenterm. Dieser Phasenterm entspricht der Transmissionsfunktion einer paraxialen, d.h. parabolische Linse, deren Dicke allerdings vernachlässigt wird. Gleichung (2.22) beschreibt damit die Abbildung einer Welle durch eine dünne Linse in deren bildseitige Fokusebene, wobei $z = f$ gilt [26]. Wird zudem der Spezialfall vorausgesetzt, dass die Welle von der objektseitigen in die bildseitige Fokusebene abgebildet werden soll, so vereinfacht sich Gleichung (2.22) zu

$$U'_{FL}(P_1) = \frac{\exp(-ikf)}{i\lambda f} \cdot \mathcal{F}\{U(P_0)\} \quad (2.23)$$

Eine konvexe Linse, die für eine solche Abbildung nach Unendlich genutzt wird, wird daher auch als Fourier-Linse bezeichnet. Alternativ wird bei einem Aufbau zur Abbildung mit einer Fourier-Linse von einem $2f$ -Aufbau gesprochen.

Wie bei der Fresnel-Approximation zeigt sich durch die einfache Fourier-Transformation auch bei der Fraunhofer-Approximation der antiproportionale Zusammenhang zwischen Ausdehnung der Fourierebene und Sampling in der Signalebene.

2.1.3 Prinzip der Holographie

In der Holographie werden unterschiedliche Wellen in verschiedenen Ebenen betrachtet. Zur Verdeutlichung aller folgenden Beschreibungen werden an dieser Stelle Notationen für die verschiedenen Wellen und Ebenen eingeführt, welche in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt sind.

Bei der Erstellung von Hologrammen werden zwei Wellen zur Interferenz gebracht, die Objekt U_O und die Referenzwelle U_R , und das resultierende Interferenzmuster wird in einem holographischen Material gespeichert [5, 35]. Die Gesamtwellen nach der Interferenz wird mit U_H und deren Intensitätsverteilung mit I_H beschrieben. Zur Reproduktion bzw. Rekonstruktion der Objektwellen wird das Hologramm mit einer Rekonstruktionswelle U_B beleuchtet, welche nach der Modulation durch das Hologramm als modulierte Welle U_M bezeichnet wird. All diese Wellen können in verschiedenen Ebenen betrachtet werden. Die Ebene $\{Q\}$ mit den Koordinaten (x, y, z_Q) beschreibt die Ursprungsebene der Objekt-, der Referenz- und der Rekonstruktionswellen. Die nächste Ebene in Lichtausbreitungsrichtung ist die Hologrammebene $\{H\}$ mit den Koordinaten (x', y', z_H) und die letzte Ebene ist die Rekonstruktionsebene $\{I\}$, in der das rekonstruierte Bild entsteht und die durch die Koordinaten (x'', y'', z_I) beschrieben ist.

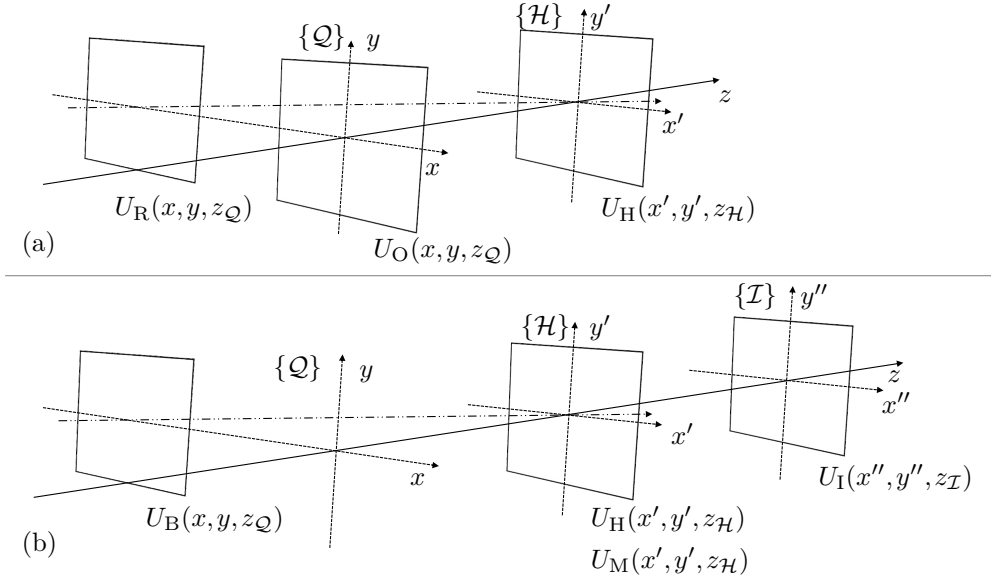


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Ebenen und Wellen bei der Hologrammaufnahme (a) und der Rekonstruktion (b). (a) mit der Objektwelle U_O und der Referenzwelle U_R in der Ursprungsebene $\{Q\}$ und Superposition der Wellen U_H in der Hologrammebene $\{H\}$. (b) mit der Rekonstruktionswelle U_B , in der Ursprungsebene, der modulierten Rekonstruktionswelle U_M kurz hinter der Hologrammebene und der in der Rekonstruktionsebene $\{I\}$ resultierenden Welle U_I .

Im Folgenden werden die Verfahren zur Aufnahme und zur Rekonstruktion von Hologrammen näher erläutert.

Zur Aufnahme eines Hologramms wird das Licht einer Laserlichtquelle in die Referenzwelle U_R und die Objektwelle U_O aufgeteilt. Während die Referenzwelle unbeeinflusst auf das holographische Material gelenkt wird, wird die Objektwelle durch Transmission oder Reflexion bzw. Streuung an einem Objekt in ihren Welleneigenschaften verändert. In dieser Arbeit werden Off-Axis-Hologramme betrachtet, bei welchen Objekt- und Referenzwelle örtlich getrennt und unter einem definierten Winkel, dem Referenzwinkel θ_R , in der Hologrammebene überlagert werden.

Ein holographischer Belichtungsaufbau für Off-Axis-Transmissionshologramme ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Auf Grund der Sensitivität und der Reaktionszeit des holographischen Materials sind sowohl ein möglichst hoher Kontrast als auch eine zeitliche Stabilität des Interferenzmusters Voraussetzung für die Aufnahme, weshalb im Allgemeinen zeitlich stabile Laser mit hoher zeitlicher Kohärenz verwendet werden. Der emittierte Laserstrahl wird zunächst über ein Linsensystem (L) aufgeweitet, um einen möglichst großen Bereich des Objektes und der Hologrammebene auszuleuchten. Mit einer Lochblende (LB) kann zudem Streulicht reduziert und die örtliche Kohärenz erhöht werden. Durch einen Strahlteiler (ST) erfolgt die Teilung in Objektwelle U_O und Referenzwelle U_R . Die Objektwelle wird über einen Spiegel (SP) auf das Objekt gelenkt, das in Abbildung 2.2 ein reflektierendes Objekt ist. Die vom Objekt reflektierte bzw. gestreute Welle fällt anschließend auf das holographische Material.

Der Verlauf der Referenzwelle hängt maßgeblich davon ab, ob ein Fresnel-Hologramm oder ein Fourier-Hologramm aufgenommen wird. Bei der Aufnahme von Fresnel-Hologrammen, wie in Abbildung 2.2, hat die Referenzwelle die Form einer ebenen Welle [35], so dass lediglich ein Spiegel (SP) benötigt wird, um die Welle in die Hologrammebene umzulenken. Für die Aufnahme von Fourier-Hologrammen wird dagegen eine sphärische Welle als Referenz

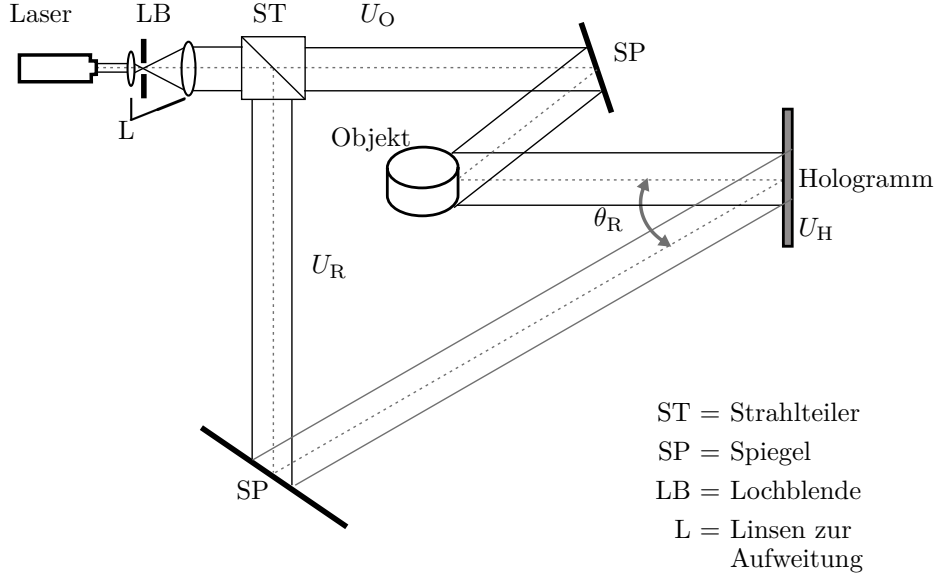


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Aufbaus zur Aufnahme von Off-Axis-Fresnel-Transmissionshologrammen. Die von einem Objekt modulierte Objektwelle U_O wird mit der kollimierten und unmodulierten Referenzwelle U_R unter dem Winkel θ_R in der Hologrammebene überlagert. Dort ergibt sich mit der Welle U_H das Interferenzmuster des Hologramms.

benötigt, deren Ursprungsort die gleiche Distanz zur Hologrammebene aufweist wie das Objekt [35]. Daher sind für Fourier-Hologramme neben dem Spiegel noch eine Fokussierlinse und eine punktförmige Lochblende nötig. Die Unterscheidung zwischen Fresnel- und Fourier-Hologrammen spielt auch bei der digitalen Aufnahme von Hologrammen eine Rolle, da sie die Beschreibungen der Wellenpropagation im Rahmen der digitalen Rekonstruktion bestimmt [36]. Darüber hinaus bestimmt die Form der Referenzwelle auch die notwendige Form der Rekonstruktionswelle bei der optischen Rekonstruktion.

Die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters in der Hologrammebene lässt sich nach Gleichung (2.10) allgemein beschreiben durch

$$I_H(\mathcal{H}) = |U_R(\mathcal{H}) + U_O(\mathcal{H})|^2 = I_R(\mathcal{H}) + I_O(\mathcal{H}) + U_R(\mathcal{H})U_O^*(\mathcal{H}) + U_R^*(\mathcal{H})U_O(\mathcal{H}) \quad (2.24)$$

Die Maxima und Minima von $I_H(\mathcal{H})$ erzeugen in Abhängigkeit des Materials eine lokale direkte oder indirekte² Brechungsindexänderung $\delta n(x', y')$, welche bei der Rekonstruktion der Objektwelle als beugende Struktur wirkt. Zur Rekonstruktion wird das Hologramm mit der Rekonstruktionswelle U_B beleuchtet, welche im Idealfall der Referenzwelle entspricht ($U_B = U_R$). Mathematisch ist die Modulation der Rekonstruktionswelle bei Beleuchtung des Hologramms eine Multiplikation gemäß

$$U_M(\mathcal{H}) = I_H(\mathcal{H}) \cdot U_R(\mathcal{H}) = U_R(I_R + I_O) + U_R^2 U_O^* + I_R U_O \quad (2.25)$$

² Eine direkte Änderung des Brechungsindex tritt bspw. bei Photopolymeren auf, bei welchen sich die Molekülstruktur in Abhängigkeit von $I_H(x', y')$ verändert und damit zu lokal unterschiedlicher Materialdichte führt. Eine indirekte Änderung kommt bei Materialien wie dichroitische Gelatine oder nicht-linearen, optischen Materialien vor, bei welchen $I_H(x', y')$ zunächst zu einer Schwärzung führt und die Brechungsindexänderung durch eine Bleichung des Material in der Nachbearbeitung erfolgt. [5, 37]

Aus diesem Zusammenhang ist ersichtlich, dass neben der Objektrekonstruktion, welche im Rahmen dieser Arbeit als +1. Beugungsordnung (BO) definiert ist und dem dritten Term in Gleichung (2.25) entspricht, weitere Bildanteile entstehen. So beschreibt der zweite Term das konjugierte Bild des Objektes (-1. BO) und der erste Term den ungebeugt passierenden und nur leicht modulierten Anteil (0. BO) der Rekonstruktionswelle. Die Lage der Beugungsordnungen ist in der Darstellung in Abbildung 2.3 veranschaulicht.

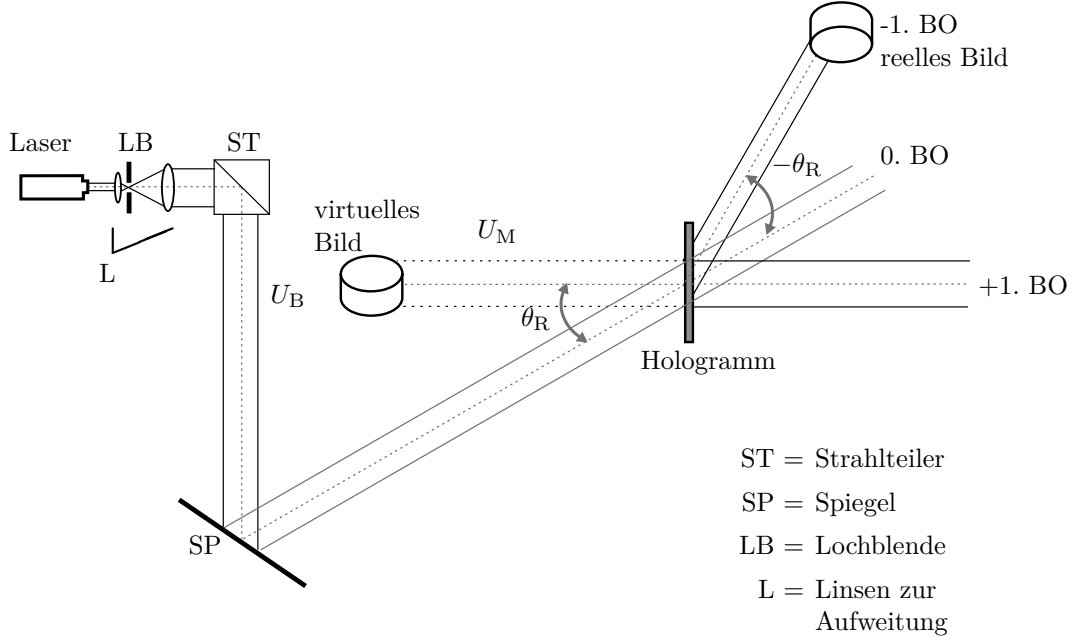


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Aufbaus zur Rekonstruktion von Off-Axis-Transmissionshologrammen inkl. Lage der entstehenden Beugungsordnungen (BO). Die Rekonstruktionswelle U_B wird unter dem Winkel θ_R auf das Hologramm gelenkt. Ein Teil des Lichtes durchläuft nahezu unbeeinflusst das Hologramm und bildet die 0. BO. Ein weiterer Anteil wird gebeugt und bildet die modulierte Welle U_M . Diese erzeugt das virtuelle Bild des Objektes an dessen ursprünglicher Position (+1. BO) und ein konjugiertes, reelles Bild des Objektes in der -1. BO.

Bei den bisherigen Ausführungen wird nur eine zweidimensionale Struktur I_H in einer Ebene \mathcal{H} angenommen. Ein holographisches Material weist aber i.A. eine definierte Dicke d auf, in welcher sich durch die Propagation von Objekt- und Referenzwelle im Material mehrere Strukturschichten entwickeln, die alle die Rekonstruktionswelle beeinflussen. Es wird daher zwischen dünnen und dicken Hologrammen unterschieden. Für diese Unterscheidung wird der Q -Parameter nach Kogelnik verwendet [38], welcher definiert ist als

$$Q = \frac{2\pi\lambda d}{n\Lambda^2}. \quad (2.26)$$

Hologramme mit $Q > 1$ werden als dicke Hologramme kategorisiert, Elemente mit $Q < 1$ entsprechend als dünn. Die Effekte, die durch die Dicke des Hologramms bei der Rekonstruktion auftreten, lassen sich beispielhaft an der Überlagerung zweier ebener Wellen erläutern. Abbildung 2.4 zeigt schematisch die durch Interferenz von zwei ebenen Wellen unter dem Winkel θ_R entstehende Gitterstruktur im Material mit der Periode Λ .

Zur Beschreibung der entstehenden Gitterstruktur und den damit einhergehenden Eigenschaften wird das reziproke Gitter im k -Raum verwendet [39]. Der Gittervektor \vec{K}_Λ , der

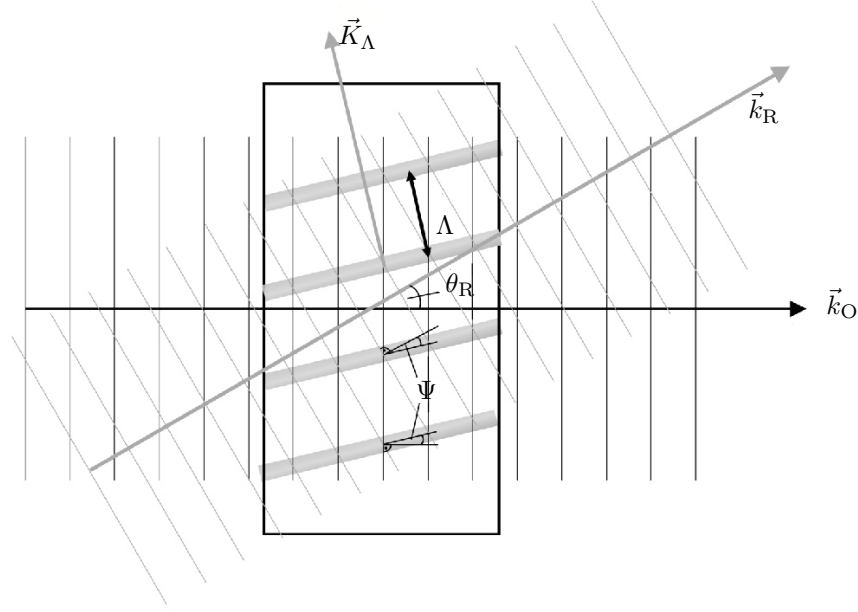


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der durch Interferenz entstehenden Gitterstruktur bei einem Volumentransmissionshologramm (nach[5]). Die Wellenvektoren der Objekt- und Referenzwelle \vec{k}_O und \vec{k}_R stehen im Referenzwinkel θ_R zueinander. Die Gitterstruktur im Material lässt sich über die Gitterperiode Λ und den Gittervektor \vec{K}_Λ beschreiben. Die Lage der Gitterlinien zu den Wellenvektoren ist über den Winkel Ψ definiert.

die Orientierung des Gitters beschreibt, wird über die Wellenvektoren der Objekt- und Referenzwelle \vec{k}_O und \vec{k}_R definiert als [5, 27]

$$\vec{K}_\Lambda = \vec{k}_R - \vec{k}_O \quad (2.27)$$

$$\text{mit } |\vec{k}_O| = |\vec{k}_R| = n \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad (2.28)$$

$$\text{und } |\vec{K}_\Lambda| = \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (2.29)$$

Zur Rekonstruktion der Objektwelle durch Beleuchtung des Hologramms mit einer Rekonstruktionswelle muss die Bragg-Bedingung

$$\sin(\Psi) = \frac{n\lambda}{2\Lambda} \quad (2.30)$$

erfüllt sein, wobei für den Neigungswinkel des Gitters $\Psi = \theta_R/2$ gilt [27]. Wird die Bedingung verletzt, z.B. durch Beleuchtung unter einem anderen Winkel θ oder mit einer anderen Wellenlänge λ , tritt keine konstruktive Interferenz mehr auf und die Objektwelle wird nicht mit maximal möglicher Intensität rekonstruiert. Welchen Einfluss eine Abweichung von der Bragg-Bedingung auf die Rekonstruktion hat, wird in Kapitel 2.2.2 erläutert.

2.2 Design und Simulation computerbasierter Hologramme

Holographische Elemente lassen sich nicht allein auf klassischem Weg, wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, aufnehmen und rekonstruieren. Diese Schritte können auch digital erfolgen und mit analogen Techniken kombiniert werden. So kann die Berechnung der holographischen

Struktur am PC erfolgen, welche dann über ein Wiedergabemedium dargestellt und durch Beleuchtung rekonstruiert wird. Dies ist der Ansatz der computerbasierten Holographie, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird. Eine weitere Variante ist die digitale Aufnahme des holographischen Interferenzmusters mit einem Detektor, wie es in der digitalen Holographie oder der holographischen Mikroskopie praktiziert wird [21]. Die Objekt- und die Referenzwelle werden auf klassische Weise in einem Aufbau erzeugt, die digital aufgenommenen Daten des Hologramms werden jedoch rechnerisch am Computer rekonstruiert. Auf Grund der verschiedenen Möglichkeiten und Ansätze wird im Folgenden insbesondere zwischen dem computerbasierten Design von Hologrammen und der Simulation der im Rekonstruktionsprozess resultierenden Welle unterschieden.

2.2.1 Berechnung von holographischen Elementen

Historische Entwicklung

Ziel der computerbasierten Ansätze ist u.a. die Notwendigkeit eines physischen Objektes bei der Hologrammaufnahme zu umgehen und damit nahezu beliebige Formungen der Lichtwellen zu erzeugen. Ein digital berechnetes holographisches Element wird als computergeneriertes Hologramm (CGH) bezeichnet. Die ersten CGHs von Brown, Lohmann und Paris wiesen binäre Strukturen in Form von transttierendiven Aperturen in einem opaken Material auf [40–42]. Durch den Detour-Phasen-Ansatz, also eine gezielte Variation der Positionen der Aperturen zueinander, konnte neben der Amplituden- auch eine Phasenmodulation erzielt werden. Reine phasenmodulierende Elemente wurden u.a. als so genannte Kinoformen von Lesem et al. entwickelt [43, 44]. Diese Elemente weisen eine Sägezahn- oder auch Blaze-strukturierte Oberfläche auf, durch welche eine hohe Effizienz erreicht werden kann. Auf Grund dieser ersten Entwicklungen im Bereich der computerbasierten Holographie, etablierte sich die Bezeichnung CGH überwiegend für oberflächenstrukturierte Elemente. Dass sich die Berechnungsansätze mit der klassischen Aufnahmetechnik von Hologrammen verbinden lässt, zeigten Case und Dallas [45]. Ihr Ziel war es, die Vorteile von CGHs mit denen von Volumen hologrammen zu verbinden. Dazu stellten sie wellenlängenselektive Reflexions-hologramme her, deren Objektwelle durch eine computergenerierte Maske erzeugt wurde. Diese Art von Hologrammen wird als computergeneriertes Volumen hologramm (CGVH) bezeichnet und wird im Rahmen dieser Arbeit betrachtet.

Allgemeine Betrachtungen zum Design von CGHs

Generell können zur Berechnung von CGHs und CGVHs die gleichen Ansätze genutzt werden. Es wird zunächst die Welleninformation eines Objektes in der Hologrammebene $U_O(\mathcal{H})$ bestimmt. In Abhängigkeit der lokalen Amplituden- und Phasenwerte kann daraus die holographische Struktur $U_H(\mathcal{H})$ berechnet werden, welche eine bekannte Rekonstruktionswelle so moduliert, dass in der Zielbildebene das Bild des Objektes rekonstruiert wird. Erst in diesem Schritt hat die Art des Hologramms Einfluss auf die Berechnung. Es kann eine Maske mit Aperturen oder ein Höhenprofil sein oder als eine Brechungsindexmodulation aus den Welleninformationen berechnet werden. In dieser Arbeit werden ausschließlich Phasen hologramme und damit die Phase der berechneten holographischen Struktur $\arg\{U_H\}$ betrachtet. Daher werden im Folgenden Ansätze dargestellt, die zur Bestimmung von Phaseninformationen in der Hologrammebene geeignet sind.

Das Design eines Hologramms lässt sich als Optimierungsproblem beschreiben. Im Allgemeinen ist dabei das Ziel, eine Lösung $\hat{\xi}$ aus einem Lösungsraum Ω zu finden, die zu einem

minimalen oder maximalen Wert von einer Zielfunktion $f(\xi)$ führt [46]. Durch zusätzliche Bedingungen C_e kann der Lösungsraum eingeschränkt werden. Ein Ansatz zur Lösung eines Optimierungsproblems ist die Kompromisslösung, bei der die Differenz zwischen der Lösung $f(\hat{\xi})$ und der idealen Lösung ζ^I möglichst klein sein soll [46]. Die Differenz kann bspw. durch die absolute Abweichung definiert werden, so dass gilt

$$\arg \min_{\xi \in \Omega} \left\{ |f(\xi) - \zeta^I|^2 \right\}, \quad \Omega = \{\xi \in \mathbb{R}^n : [C_1(\xi), \dots, C_e(\xi)]\}. \quad (2.31)$$

Dieser Ansatz ist auf die Optimierung von Hologrammen übertragbar, indem das Ziel definiert wird, dass die Abweichung zwischen dem Zielbild I_Z und dem tatsächlich rekonstruierten Bild I_I zu minimieren ist. Rahmenbedingungen ergeben sich aus der Art des Hologramms und aus den numerischen Ansätzen. Konkrete Bedingungen werden im folgenden Abschnitt dieses Kapitels dargestellt.

Die Berechnung des rekonstruierten Bildes erfolgt gemäß Gleichung (2.9) über das Betragsquadrat der rekonstruierten Welle in der Rekonstruktionsebene $U_I(\mathcal{I})$. Die Bestimmung der Feldinformation in der Rekonstruktionsebene anhand der Hologramminformation, aber auch der umgekehrte Fall, können durch die Projektion $\mathcal{P}\{\cdot\}$ von einem Startfeld ψ_S in ein Zielfeld ψ_Z erfolgen.

$$\mathcal{P} : \psi_S \rightarrow \psi_Z; \quad \psi_S, \psi_Z \in \mathbb{C}^2. \quad (2.32)$$

Sowohl der Operator $\mathcal{P}\{\cdot\}$ als auch das Start- und das Zielfeld werden je nach Berechnungsansatz definiert, wie im Folgenden dargestellt wird.

Ansätze zum Design computergenerierter Phasenhologramme

Ein Ansatz zur Berechnung der Hologramminformation ist die Betrachtung eines direkten Problems mit einer Projektion gemäß

$$\psi_S = U_O(\mathcal{Q}) \quad (2.33)$$

$$\psi_Z = U_H(\mathcal{H}) \quad (2.34)$$

$$U_H(\mathcal{H}) = \mathcal{P}\{U_O(\mathcal{Q})\}. \quad (2.35)$$

Das Startfeld ψ_S entspricht der Objektwelle U_O , welche von $\{\mathcal{Q}\}$ nach $\{\mathcal{H}\}$ propagiert und dort das Zielfeld ψ_Z in Form der Welle U_H bildet. Hier besteht die Herausforderung der korrekten Beschreibung von U_O . Diese kann bspw. durch Projektion von einzelnen Objektpunkten in eine zusätzlichen Wellenfront-Aufnahmeebene (engl. wavefront recording plane) [47, 48] erzeugt und in die Ebene $\{\mathcal{H}\}$ weiter propagiert werden.

Statt Propagation der Objektwelle kann das Hologramm auch durch Betrachtung der rekonstruierten Welle in der Ebene $\{\mathcal{I}\}$ bestimmt werden. Es erfolgt lediglich die Propagation der Welle von $\{\mathcal{H}\}$ nach $\{\mathcal{I}\}$, wobei die Auswirkung einer Änderung der Hologrammstruktur auf das Zielbild betrachtet wird

$$\psi_S = U_H(\mathcal{H}) \quad (2.36)$$

$$\psi_Z = U_I(\mathcal{I}) \quad (2.37)$$

$$U_I(\mathcal{I}) = \mathcal{P}\{U_H(\mathcal{H})\}. \quad (2.38)$$

Um die Struktur in $\{\mathcal{H}\}$ optimal zu gestalten, kann diese element- bzw. pixelweise manipuliert werden, wie es bspw. bei der Methode des optimalen Rotationswinkels (eng: optimal rotation angle method) [49, 50] oder dem Ansatz des direkten, binären Suchalgorithmus (eng: direct binary search) [51, 52] durchgeführt wird. Diese Ansätze zeichnen sich zwar durch

eine hohe Qualität der berechneten Elemente aus, weisen aber insbesondere bei großen Elementen einen hohen Berechnungsaufwand auf [51].

Bei der Beschreibung als inverses Problem wird dagegen die resultierende Welle U_I vorgegeben und von $\{\mathcal{I}\}$ nach $\{\mathcal{H}\}$ zurück propagiert, beschreibbar als

$$\psi_S = U_I(\mathcal{I}) \quad (2.39)$$

$$\psi_Z = U_H(\mathcal{H}) \quad (2.40)$$

$$U_H(\mathcal{H}) = \mathcal{P}^{-1} \{U_I(\mathcal{I})\}. \quad (2.41)$$

Die Propagationsrichtung entgegen der Lichtausbreitungsrichtung wird dabei durch den inversen Operator $\mathcal{P}^{-1}\{\cdot\}$ ausgedrückt. Beispiele für die Betrachtung eines inversen Problems sind der Ping-Pong Algorithmus [53] und der Gerchberg-Saxton Algorithmus (GSA), auch als Iterativer Fourier-Transformations-Algorithmus (IFTA) bekannt [54], bei welchen iterativ anhand definierter Bedingungen zwischen $\{\mathcal{I}\}$ und $\{\mathcal{H}\}$ propagiert wird. Bei dem IFTA wird die holographische Struktur nicht pixelweise, sondern ganzheitlich in jedem Iterationsschritt j verändert. Es gilt dabei

$$U_I(\mathcal{I}) = A_I(\mathcal{I}) \cdot \exp[-i\varphi_I^j(\mathcal{I})] \quad (2.42)$$

$$U_H(\mathcal{I}) = A_H(\mathcal{H}) \cdot \exp[-i\varphi_H^j(\mathcal{H})]. \quad (2.43)$$

Dabei sind A_I und A_H als Amplituden in der Ziel- bzw. der Hologrammebene und φ_I und φ_H als die entsprechenden Phasenwerte definiert.

Nach Gleichung (2.31) zur Lösung des Optimierungsproblems werden neben der Berechnung und Betrachtung von I_I Rahmenbedingungen festgelegt. Diese werden beim IFTA für die Modifikation der Amplituden und Phasenwerte der Wellen sowohl in $\{\mathcal{I}\}$ als auch in $\{\mathcal{H}\}$ genutzt. Im Folgenden werden verschiedene Bedingungen beispielhaft für die Berechnung von Phasen-Transmissionshologrammen vorgestellt. Für die Ebene $\{\mathcal{I}\}$ wird festgelegt, dass

$$C_{I1}^j : A_I := \sqrt{I_Z} \quad (2.44)$$

$$C_{I2}^j : \varphi_I := \begin{cases} \arg \text{random}\{\varphi_I\} \in [-\pi, \pi] & \text{für } j = 0 \\ \arg \{\mathcal{P}\{U_H\}\} & \text{für } j > 0. \end{cases} \quad (2.45)$$

Damit wird die Amplitude A_I für jeden Iterationsschritt über die Intensitätsverteilung des vorgegebenen Zielbildes I_Z definiert. Bei der Festlegung der Phase φ_I ist zwischen dem Initialisierungsschritt $j = 0$ und allen folgenden Iterationsschritten $j > 0$ zu unterscheiden. Für die Initialisierung finden sich in der Literatur verschiedene Ansätze [54, 55], wobei eine randomisierte Phase für gute Ergebnisse empfohlen wird [56]. Bei allen folgenden Iterationen wird die aus der Propagation resultierende Phase beibehalten.

Die Bedingungen in $\{\mathcal{H}\}$ sind im allgemeinen unabhängig vom Iterationsschritt und werden definiert als

$$C_{H1}^j : A_H := 1 \quad (2.46)$$

$$C_{H2}^j : \varphi_H := \arg \left\{ \mathcal{P}^{-1} \{U_I\} \right\}. \quad (2.47)$$

Damit wird die Amplitude A_H bei jeder Iteration auf den Wert 1 gesetzt und die Phase wird wiederum nach der Propagation beibehalten. So wird nicht die Amplitude einer einfallenden Welle moduliert, sondern die Phase in jedem Iterationsschritt optimiert.

Der Propagationsoperator $\mathcal{P}\{\cdot\}$ und der inverse Operator $\mathcal{P}^{-1}\{\cdot\}$ entsprechen bei dem IFTA ursprünglich einer einfachen Fouriertransformation. Alternativ können jedoch auch

Propagationsansätze auf Basis einer solchen Transformation genutzt werden, wie sie in Kapitel 2.1 beschrieben sind.

Die letzte zu definierende Bedingung $C_{I_3}^j$ beendet den iterative Designprozess und wird durch eine Fehlerfunktion oder einzelne Kriterien beschrieben. Dazu kann bspw. die Abweichung zwischen I_I und I_Z durch den Korrelationskoeffizienten ρ [57], das Signal-Rausch-verhältnis (Signal-to-Noise Ratio) (SNR) [58] oder die Wurzel der mittleren Fehlerquadratsumme (Root Mean Squared Error) (RMSE) [59] bestimmt werden. Eine Alternative ist die Bewertung der Qualität von I_I durch die Beugungseffizienz η [49, 60] oder den Gleichmäßigkeitsfehler [49, 58, 60] (bzw. Kontrast [61]). Das Ergebnis des letzten Iterationsschrittes stellt die beste erreichbare Lösung $\hat{\varphi}_H$ dar. Im Rahmen dieser Arbeit werden aus verschiedenen Kriterien eine Fehlerfunktion E_F definiert, welche in Kapitel 4.2.1 dargestellt ist.

Die Beschreibung des Designs eines Phasen-Transmissionshologramms als Optimierungsproblem kann zusammenfassend beschrieben werden als

$$\arg \min_{\varphi_H^j \in \Phi} \left\{ \left| \mathcal{P} \left\{ \exp \left[-i\varphi_H^j \right] \right\} \right|^2 - I_Z \right|^2 \right\}, \quad \Phi = \left\{ \varphi_H^j \in \mathbb{D}^3 : (C_{I_1}^j, C_{I_2}^j, C_{I_3}^j, C_{H_1}^j, C_{H_2}^j) \right\} \quad (2.48)$$

unter der Restriktion, dass die Hologrammphase φ_H^j lediglich diskrete Werte an lokal diskreten Positionen annehmen kann und damit $\varphi_H^j \in \mathbb{D}^3$ gilt.

Das resultierende Bild, wie es im Designprozess betrachtet wird, entspricht einer sehr idealen Rekonstruktion, da keine Überlagerung mit einer Referenzwelle erfolgt. Dies ist dem breiten Anwendungsgebiet des IFTA geschuldet. Für eine realistische Visualisierung des resultierenden Bildes ist allerdings die Verwendung eines entsprechenden Simulationsalgorithmus mit Berücksichtigung der Referenzwelle erforderlich.

Ein weiterer Aspekt ist, dass die Rekonstruktionswelle U_B bisher als ebene Welle angenommen wird. Bei Modulation dieser durch das Hologramm, also durch Addition der Phasenwerte, bleiben die lokalen Phasendifferenzen des Hologramms erhalten und die modulierte Welle U_M entspricht der berechneten Hologramminformation U_H . Im folgenden Abschnitt werden verschiedene Ansätze zur Simulation von Hologrammen vorgestellt, welche eine differenzierte Betrachtung ermöglichen.

2.2.2 Rekonstruktion digitaler Hologramme

Die simulative Rekonstruktion von Hologrammen beschreibt die Propagation der durch das Hologramm modulierten Rekonstruktionswelle von der Hologramm- in die Rekonstruktionsebene. Dies entspricht einer direkten Projektion nach Gleichung (2.38), wobei die modulierte Welle U_M gemäß Gleichung (2.25) beschrieben wird. Für die Projektion ergibt sich demnach

$$U_I(\mathcal{I}) = \mathcal{P} \{ U_M(\mathcal{H}) \} \quad (2.49)$$

$$\text{mit } U_M(\mathcal{H}) = U_B(\mathcal{H}) \cdot \exp[-i\varphi_H]. \quad (2.50)$$

Bei der Rekonstruktion von digitalen Hologrammen, die mit einem orts aufgelösten Detektor in der Hologrammebene aufgenommen werden [36], ist die Wahl des Operators \mathcal{P} von der Aufnahmeanordnung abhängig. So kann bei Fourier-Hologrammen die Rekonstruktion mit einer einfachen Fourier-Transformation durchgeführt werden, während für Fresnel-Hologramme die Propagation gemäß Gleichung (2.20) zu berechnen ist. Zur Rekonstruktion computerbasierter Hologramme können die Propagationsansätze für RS nach Gleichung (2.18) oder für die Fraunhofer-Approximation nach Gleichung (2.22) genutzt werden. Die Verwendung von Gleichung (2.50) führt im Vergleich zu den Vereinfachungen

aus Kapitel 2.2.1 dazu, dass auch in der Simulation mehrere BO entstehen und Veränderungen des rekonstruierten Bildes, wie Größe, Schärfe und Position bei Verwendung einer Rekonstruktionswelle mit abweichenden Eigenschaften, dargestellt werden. Allerdings wird das Hologramm als ideal dünn angesehen, sodass eine Änderung des Rekonstruktionswinkels oder der Wellenlänge keine Veränderung der Bildintensität bewirkt, wie es nach der Bragg-Bedingung (2.30) in Kapitel 2.1.3 zu erwarten wäre. Da die Bragg-Bedingung an sich keine Aussage über die winkel- und wellenlängenabhängige Effizienz ermöglicht, muss auf andere Methoden zur Berechnung zurückgegriffen werden. Eine dieser Methoden ist die Rigorous Coupled Wave Approximation (RCWA) [62], bei welcher die Welle elektromagnetisch betrachtet und sämtliche an den Strukturen transmittierten und reflektierten Anteile berücksichtigt werden. Dadurch kann mittels der RCWA sehr präzise berechnet werden, wie hoch die Anteile der Rekonstruktionswelle sind, die in die einzelnen Beugungsordnungen propagieren und das in Abhängigkeit der Rekonstruktionswellenlänge und des -winkels. Allerdings erfordert dies sowohl eine sehr genaue Beschreibung der Strukturen im Medium als auch eine hohe Anzahl an berücksichtigten evaneszenten Wellen, aus denen sich die Beugungsordnungen entwickeln [63]. Auf Grund des daraus resultierenden hohen Berechnungsaufwands ist die Nutzung der RCWA auf kleine Elemente limitiert.

Eine vereinfachte Methode ist die Coupled Wave Approximation (CWA) nach Kogelnik [38]. Bei diesem Ansatz ist die Berechnung der Beugungseffizienz auf die 0. BO und die +1. BO limitiert, der Berechnungs- und Implementierungsaufwand ist jedoch deutlich geringer als bei der RCWA. Allerdings stimmen auf Grund der Vernachlässigung höherer Beugungsordnungen die Ergebnisse der RCWA und der CWA nur unter bestimmten Voraussetzungen überein [64], wie bspw. bei der Betrachtung von Hologrammen mit geneigten Strukturen³ und geringen Brechungsindexmodulationen [64]. Zudem erfordert die Theorie nach Kogelnik eine sinusförmige Materialmodulation [65]. Ein wesentlicher Aspekt beider Berechnungsansätze ist, dass von periodischen oder analytisch beschreibbaren Gitterstrukturen ausgegangen wird. Es finden sich in der Literatur weitere Methoden zur Bestimmung der Effizienz wie der Parallel Stacked Mirror Method [66, 67], der Fourier Modal Methode [68, 69] oder der Finite Difference Time Domäne Methode [70], welche jedoch ähnliche Restriktionen im Hinblick auf die Struktur [65] oder einen hohen Berechnungsaufwand auf Grund des notwendigen 3D-Samplings [71] aufweisen. Zwar lassen sich all diese Ansätze für eine Einschätzung der Propagation von Lichtwellen durch ein Volumen hologramm nutzen, entsprechen jedoch nicht in jedem Fall der tatsächlichen Beugungseffizienz von Hologrammen mit komplexen Strukturen.

2.2.3 Optische Aufnahme computerbasierter Hologramme

Zur Einbringung der digitalen holographischen Informationen aus Kapitel 2.2.1 in ein reales Element gibt es verschiedene Ansätze, wie die Zwei- bzw. Mehrphotonenabsorption [37] oder die Einbelichtung von Dot-Matrix-Hologrammen, einer Matrixanordnung lokal variierender Gitter [72]. Weiterhin bieten sich Ansätze aus dem Gebiet der elektronischen Holographie an, bei welcher ein Liquid Crystal Display (LCD) [73], ein Liquid Crystal on Silicon (LCoS) Display [74] oder ein Digital Micromirror Device (DMD) [75, 76] genutzt wird, um die Hologrammstruktur wiederzugeben bzw. darzustellen [35]. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den Verfahren ergibt sich bei Betrachtung des Prozesses selbst und der realisierbaren Strukturgrößen. Bei den Photonenabsorptionsverfahren werden die Mole-

³ Eine Neigung der Gitterstrukturen entsteht, wenn Objekt- und Referenzwelle nicht unter dem gleichen Winkel auf das Hologramm treffen, bspw. wenn die Objektwelle unter 0° und die Referenzwelle unter einem Referenzwinkel $\theta_R > 0^\circ$ einfällt. Die Neigung bzw. Orientierung wird über den Winkel Ψ beschrieben (vgl. Abbildung 2.4).

küle des Materials bei Belichtung mit einem Laser zur Absorption von Photonen angeregt, was in einer Änderung der Materialeigenschaften resultiert. Die Größe der lokalen Bereiche, in denen das Material verändert wird, liegt meist in der Größenordnung von einigen hundert Nanometern [77] bis zu wenigen Mikrometern [37, 78] und wird durch die Fokusgröße der Laser limitiert. Diese legt damit auch die kleinstmögliche Gitterperiode fest. Da die Energiedichte des Laserstrahls nur im Bereich des Fokuspunktes hoch genug ist, um eine Photonenabsorption zu erzielen, kann diese gezielt in definierten Ebenen in dicken Materialien erzeugt werden. Dies ermöglicht die Herstellung beliebiger holographischer Schichten, geht jedoch auch mit einer hohen Herstellungsdauer einher.

Bei der Erzeugung lokaler Gitter wird die Materialänderung durch die Interferenz von zwei Laserwellen erzeugt. Je nach Fokussierung der Laser weisen diese lokalen Gitter Größen im Bereich von einigen hundert Mikrometer bis einigen hundert Nanometer auf [79–82]. Die Perioden variieren entsprechend des gewählten Winkels zwischen den Laserwellen. Die Herstellungsdauer von Dot-Matrix Hologrammen ist kürzer als bei der Photonenabsorption, da eine größere Fläche in einem Schritt belichtet werden kann. Zudem bilden sich die holographischen Schichten im Volumen durch die Lichtpropagation aus, was zwar ebenfalls die Belichtungsdauer reduziert, jedoch auch die gezielte Manipulation einzelner Volumenschichten erschwert.

Neben den Dot-Matrix Hologrammen ermöglichen auch die displaybasierten Verfahren die Belichtung von flächigen Bereichen. Deren Größe entspricht bei einfacher Wiedergabe der Größe des Displays, häufig werden jedoch Linsen zur Verkleinerung eingesetzt [76, 83, 84]. Der Unterschied zu den Dot-Matrix Hologrammen liegt in der Information, die in das Material belichtet wird. Statt lokaler Gitter mit unterschiedlichen Orientierungen und Gitterperioden, welche lediglich zu einer definierten lokalen Ablenkung des Lichts führen, können über die Displays beliebige, nicht-deterministische Strukturen wiedergegeben werden, welche eine definierte Lichtformung ermöglichen. Eine vergleichbare Lichtformung erfordert sowohl bei den Dot-Matrix Hologrammen als auch bei den Photonenabsorptionsverfahren eine höhere Anzahl an Belichtungsschritten, womit die displaybasierten Verfahren eine Reduzierung des Herstellungsaufwandes mit sich bringen. Als Wiedergabemedien eignen sich insbesondere Lichtmodulatoren oder Spatial Light Modulators (SLMs), welche als Amplituden- oder Phasen-modulierende Elemente in transmittierender oder reflektierender Form verfügbar und gezielt für die Darstellung von Hologrammen optimiert sind [85, 86]. Für Informationen über die genaue Funktionsweise von SLMs wird auf [87, 88] verwiesen.

In Abbildung 2.5 ist schematisch ein Aufbau zur Aufnahme eines Transmissionshologramms mit einem SLM dargestellt. Im direkten Vergleich zu der klassischen analogen Aufnahme (vgl. Kapitel 2.1.3, Abbildung 2.2) wird ersichtlich, dass der SLM die Position des Objektes im Strahlengang der Objektwelle einnimmt. Ein weiterer Unterschied liegt in der Verwendung zusätzlicher Linsen und Blenden im Objekt- und Referenzstrahlengang. Letztere werden in $4f$ -Anordnung positioniert und entsprechen Fourierlinsen (FLs) gemäß den Beschreibungen aus Kapitel 2.1.

Durch Verwendung einer Rechteckblende (RB) erhalten Objekt- und Referenzwelle zunächst eine quadratische Form. Entspricht die Ausdehnung der Blendenöffnung der Größe des aktiven Bereichs des SLM, wird das Auftreten von Streulicht im Objektstrahlengang reduziert. Durch die Fourierlinsen $FL_{R,1}$ und $FL_{R,2}$ im Referenzstrahlengang erfolgt die Abbildung der Rechteckblende in die Hologrammebene, während im Objektstrahlengang die über den SLM wiedergegebenen Information auf das holographische Material abgebildet werden. Die erste Fourierlinse $FL_{O,1}$ führt dabei zu einer Rekonstruktion des in der Phaseninformation codierten Bildes in der bildseitigen Brennebene. Durch Einbringen einer Lochblende (LB)

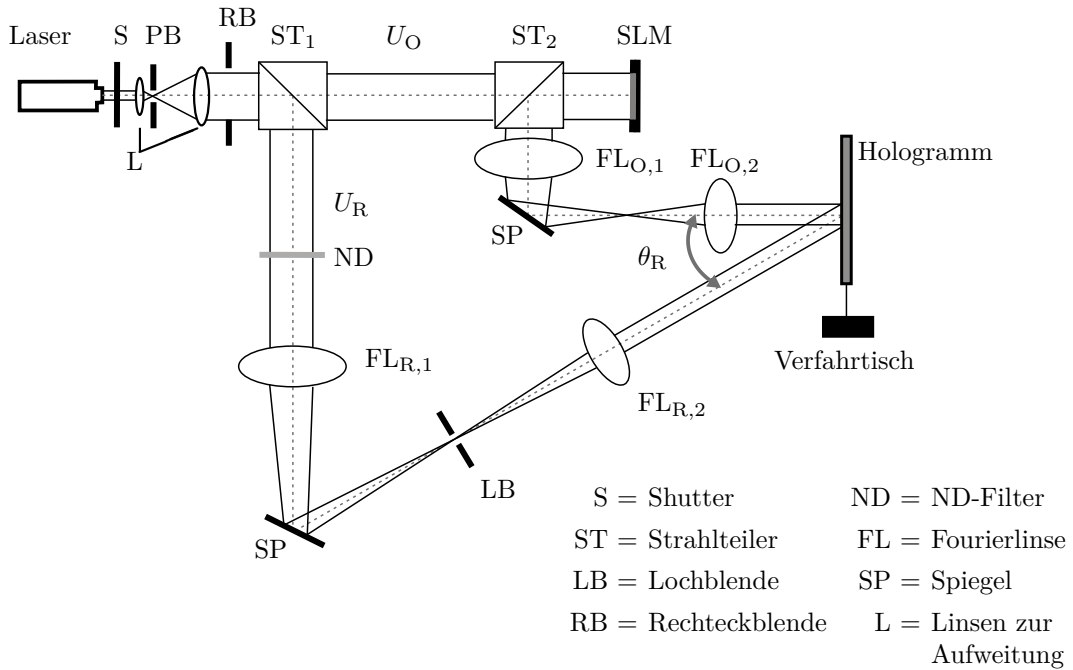


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines SLM-basierten Aufbaus zur Erzeugung computergenerierter Transmissionshologramme. Im Unterschied zur analogen Holographie wird anstelle des Objektes ein SLM von der Objektwelle U_O beleuchtet und sorgt für die Modulation dieser. Fourierlinsen ermöglichen die Abbildung der holographischen Information vom SLM in die Hologrammebene und gleichzeitig die Anpassung der Strahldurchmesser der Referenzwelle U_R und der Objektwelle.

in diese Ebene können andere Beugungsordnungen und Streulicht abgeschattet werden. Die zweite Fourierlinse $FL_{O,2}$ führt wiederum zu einer Propagation ins Fernfeld, wodurch der Effekt einer inversen Fouriertransformation entsteht und in der bildseitigen Brennebene von $FL_{O,2}$ wieder die holographische Information vom SLM erzeugt wird. Durch gezielte Auswahl der Linsenbrennweiten kann durch die $4f$ -Systeme gleichzeitig eine Verkleinerung der Hologrammstrukturen erzielt werden.

Die in x - und y -Richtung variable Positionierung des holographischen Materials bietet die Möglichkeit, mehrere Hologramme in einer Matrixanordnung aufzunehmen. So kann ein Hologramm digital unterteilt und schrittweise aufgenommen werden [84]. Die in jedem Schritt aufgenommenen Einzelhologramme werden bspw. als Mikrohologramme [5], Holographisches Element (HOGEL) [5, 76, 83] oder wie im Rahmen dieser Arbeit als Subhologramme bezeichnet. Die Berechnung kann nach den Algorithmen aus Kapitel 2.2.1 erfolgen, wobei das Zielbild I_Z unterschiedlich für jedes Subhologramm definiert werden kann. So wird durch das Gesamthologramm bspw. eine Stereoansicht [84] oder 3D-Ansicht eines Objektes realisiert [76, 83].

2.3 Wellenoptische Beschreibung von LEDs als Rekonstruktionswelle

In Kapitel 2.2.3 wurde auf die Auswirkungen der Verwendung von Hologrammen mit abweichenden Rekonstruktionswellen eingegangen. Das visuelle Erscheinungsbild des rekonstruierten Bildes eines Hologramms ist neben der Effizienz ebenfalls von der beleuchtenden Lichtquelle abhängig. Sowohl die spektrale Bandbreite, das winkelabhängige Abstrahlverhalten als auch die Lichtquellengröße und die Anzahl der Lichtquellen haben Einfluss auf die Rekonstruktion [5]. Alle diese Eigenschaften weisen LEDs im Vergleich zu Laser-

Lichtquellen auf und begünstigen damit das Auftreten von Dispersionseffekten (durch wellenlängenabhängige Beugung an der Hologrammstruktur) oder führen zu einer Unschärfe der Rekonstruktion [5]. Selbst als schmalbandig bezeichnete LEDs emittieren ein Spektrum mit einer Bandbreite (Full Width Half Maximum (FWHM)) im Bereich von $\Delta\lambda = 16\text{ nm}$ bis $\Delta\lambda = 20\text{ nm}$, während weiße LEDs Bandbreiten im Bereich von $\Delta\lambda = 200\text{ nm}$ erreichen. Insbesondere Chip on Board (COB)-LEDs zeigen zudem ein nahezu Lambert'sches Abstrahlverhalten mit Divergenzwinkeln im Bereich von $\alpha = \pm 60^\circ$ bei lichtemittierenden Flächen von $L_e = 0,8\text{ mm}$ bis $L_e = 1,2\text{ mm}$ Kantenlänge. Diese Eigenschaften wirken sich gemäß Kapitel 2.1 auf die Kohärenz der LED und damit die Sichtbarkeit von Beugungseffekten aus. Um dennoch eine möglichst gute Rekonstruktion zu erhalten, kann auf der einen Seite das von LEDs emittierte Licht der Referenzwelle angenähert werden, indem sie bspw. mit schmalbandigen Filtern, Punktblenden und Kollimationslinsen genutzt werden [89–93], wie bereits in Kapitel 1 diskutiert. Diese Maßnahmen führen jedoch zu starken Intensitätsverlusten und einer Reduzierung der Gesamteffizienz des holographischen Systems. Um das zu vermeiden, sollte das Hologramm an die spätere Rekonstruktionswelle angepasst werden. Die Berücksichtigung des Spektrums wird insbesondere für Reflexionshologramme mit Weißlicht-Beleuchtung umgesetzt, indem die Hologramme für mehrere Wellenlängen, zumeist im Rot-Grün-Blau (RGB) Bereich, optimiert und aufgenommen [5, 22] oder über SLMs wiedergegeben werden [90, 93, 94]. Auch für andere Formen von Hologrammen, wie holographische Linsen [23, 24] oder optische Leiter [95], werden die holographischen Strukturen so optimiert, dass sie mit einer anderen Wellenlänge genutzt werden können. Das winkelabhängige Abstrahlverhalten von LEDs wird jedoch im Allgemeinen vernachlässigt oder durch ideale Wellenformen angenähert, indem sphärische Wellen oder bei großer Distanz zum Hologramm auch ebene Wellen angenommen werden [5].

In der Literatur finden sich verschiedene Ansätze zur spezifischen Beschreibung von LEDs, welche den Fokus auf unterschiedliche Aspekte legen, wie das Design von Linsen [25, 96], die Simulation der Lichtemission [97–99] oder die partielle Kohärenz [100, 101]. Dabei wird das Abstrahlverhalten von LEDs quantenoptisch [97], elektromagnetisch [96], wellenoptisch [102], geometrisch-optisch [25] oder analytisch [98, 99] beschrieben. Für die Hologrammoptimierung, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verfolgt wird, ist eine wellenoptische Beschreibung ausreichend. Eine präzise Näherung der räumlichen Phasenverteilung des emittierten Lichtes ist jedoch Voraussetzung. Es ist davon auszugehen, dass die Phasenverteilung wellenlängenabhängigen Variationen unterliegt und das von einer LED emittierte Licht nicht über eine einzelne Phasenverteilung bzw. Wellenfront beschrieben werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher von Weißlicht-LEDs emittierte Phasenverteilungen bei verschiedenen Wellenlängen rechnerisch und experimentell bestimmt und für Optimierungen genutzt. Die Annahme ist, dass das LED-Licht für einen definierten Wellenlängenbereich hinreichend genau durch eine approximierte Wellenfrontform repräsentiert wird.

Auf Grund der kompakten und nahezu planaren Bauform von LEDs liegt der Ansatz nahe, sie als Punktlichtquellen und damit sphärische Wellen zu beschreiben. In paraxialer Näherung ergibt sich aus der Beschreibung der sphärischen Welle (Gleichung (2.6)) eine parabolische Welle gemäß

$$U_S(x', y', z) = A \exp\left(\frac{-i\pi}{\lambda z} \left[(x + x')^2 + (y + y')^2\right]\right). \quad (2.51)$$

Der Ursprung der Welle liegt dabei in dem Punkt $(x', y', 0)$. Die Gültigkeit dieser Näherung ist jedoch als limitiert einzuschätzen. Zum einen durch die paraxiale Näherung, zum

anderen da eine LED im Vergleich zu einer Punktlichtquelle eine endliche Ausdehnung hat und auf Grund der Bauform nur in den Halbraum abstrahlt. Eine Möglichkeit die Lichtaustrittsfläche zu berücksichtigen, ist die Modellierung der Wellenfront aus einer Vielzahl von sphärischen Sekundärwellen nach Huygens (vgl. Kapitel 2.1). Dies kann durch eine Überlagerung von $M \times N$ Kugelwellen nach Gleichung (2.51)

$$U_{S,H}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N A \exp\left(\frac{-i\pi}{\lambda z} \left[(x_{m,n} + x)^2 + (y_{m,n} + y)^2\right]\right) \quad (2.52)$$

oder durch die RS-Approximation nach Gleichung (2.18) erfolgen. Jede der Wellen hat ihren Ursprung an einem lokalen Ort $(x_{m,n}, y_{m,n}, 0)$. Da im Allgemeinen die Dimensionen der LED in den Datenblättern der Hersteller angegeben werden, ist die Beschreibung nach Gleichung (2.51) und (2.18) eine praktikable Option. Inwieweit diese jedoch die tatsächliche Wellenfront der LED beschreiben, ist aktuell nicht untersucht.

Zielsetzung für die Optimierung von Hologrammen für LED-Beleuchtung

3.1 Grenzen des aktuellen Stands der Technik

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit ist die Verwendung von Transmissionshologrammen in der automobilen Beleuchtung. Dieses neue Einsatzfeld erfordert jedoch eine Anpassung der Hologramme an die spezifischen Rahmenbedingungen. Dazu zählt insbesondere der Einsatz von automotive-qualifizierten Lichtquellen für die Rekonstruktion der Hologramme. Wie in Kapitel 1 dargestellt, liegt der Fokus im Rahmen dieser Arbeit auf der LED als Rekonstruktionslichtquelle.

In den vorangegangenen Abschnitten 2.2.1 bis 2.3 wurde dargelegt, dass es aktuell keine Ansätze gibt, um Transmissionshologramme für die spezifischen Eigenschaften des von einer LED emittierten Lichtes, wie das polychromatische Spektrum und die großen Divergenzwinkel, zu berechnen und zu simulieren. Im Hinblick auf das Design finden sich zwar Publikationen zu einzelnen Aspekten, wie der Anpassung von Hologrammen an verschiedene Wellenlängen, an divergentes Licht oder an verschiedene Wellenfronten. Allerdings wird das Emissionsverhalten einer LED durch keinen der Ansätze ganzheitlich abgebildet. Die Gültigkeit der in Kapitel 2.3 dargestellten wellenoptischen Beschreibungen für die Approximation einer LED ist aktuell noch nicht nachgewiesen. Es ist jedoch zu erwarten, dass sie dann an ihre Grenzen stoßen, wenn die LEDs integrierte Linsen aufweisen oder das emittierte Licht durch einen Phosphor konvertiert wird, da diese Einflüsse nicht berücksichtigt sind. Modelle, die bspw. den Einfluss des Phosphors einbeziehen, basieren wiederum auf der Strahlenoptik [103–105] und sind damit nicht für das Design von beugenden Elementen anwendbar.

Eine korrekte wellenoptische Beschreibung der LED, insbesondere der LED Wellenfront, ist jedoch ein wesentlicher Aspekt, nicht nur bei der Optimierung von Hologrammen, sondern auch bei der Simulation der rekonstruierten Bilder. Eine realitätsnahe Visualisierung der resultierenden Lichtverteilung ist Standard im klassischen, strahlenbasierten Optikdesign und findet auch bei der Entwicklung automobiler Beleuchtungssysteme Anwendung. Wie in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, liegt der Fokus bei der wellenoptischen Simulation von holographischen Elementen jedoch auf der Bestimmung der winkel- und wellenlängenabhängigen Effizienz. Eine Visualisierung erfolgt nur im Designprozess und nur mit den im Design berücksichtigten Zielparametern. Es handelt sich damit um eine ideale Darstellung. Effekte, die durch Verwendung einer von der Designlichtquelle abweichenden Rekonstruktionslichtquelle auftreten, sind damit nicht darstellbar.

Ein weiterer Aspekt ist der Berechnungsaufwand für das Design und die Simulation. Im Hinblick auf die Dimensionen aktueller Beleuchtungssysteme im Automobil ist mit einer Größe der Hologramme von bis zu hundert Millimetern zu rechnen. Bei minimalen Strukturgrößen im Mikro- bis Nanometerbereich ergibt sich bei großen Elementen ein hoher Berechnungsaufwand. Ein wesentlicher Aspekt bei der Berechnung ist die Fourier-Transformation, die für die Lichtpropagation genutzt wird. Digitale Signale werden typischerweise mit der Diskreten Fourier-Transformation (DFTs) verarbeitet [106], da sie sowohl in der Signal- als auch der

Fourierebene diskrete Werte aufweisen. Ein Nachteil der DFT ist ihr hoher Berechnungsaufwand. Dieser lässt sich unabhängig von der Programmiersprache und Hardware durch die \mathcal{O} -Notation abschätzen. Entscheidend ist bei dieser Notation das Wachstumsverhalten des Algorithmus bei einer Größe des Datensatzes L_D . Angegeben wird die Komplexität eines Algorithmus durch Betrachtung der notwendigen Operationen (Multiplikation, Addition o.ä.) und die Aufrufe dieser z.B. in Schleifen. Die Berechnung der Frequenzkomponenten eines Signals mittels DFT lässt sich als Matrizenmultiplikation beschreiben, welche einen Berechnungsaufwand in \mathcal{O} -Notation von $\mathcal{O} = L_D^2$ aufweist. Für die zwei-dimensionale DFT ergibt sich damit ein Aufwand von $\mathcal{O} = L_D^3$.

Die Schnelle (Fast) Fourier-Transformation (FFT) ist ein deutlich effizienterer Ansatz eine DFT zu berechnen. Voraussetzung ist jedoch, dass für die Länge des Datensatzes gilt $L_D = 2^q, q \in \mathbb{N}$ [106]. Der Grund hierfür ist der Ansatz, eine DFT für L_D Daten durch die Summe von zwei DFTs von $L_D/2$ Daten zu berechnen. Dies führt zu einer Reduzierung der Komplexität auf $\mathcal{O} = L_D^2 \log(L_D)$ für die FFT [106]. Trotz der Reduzierung ist der Berechnungsaufwand für große zwei-dimensionale Hologramme sehr hoch. Unter der Annahme eines $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ großen, digitalen Hologramms mit einer Pixelgröße von $1\mu\text{m}$, ergibt sich ein Datensatz von $L_D = 2,5 \cdot 10^9$ und damit eine Komplexität von $\mathcal{O} = 1,95 \cdot 10^{20}$. Unter Annahme eines Speicherbedarfs von 16 Bytes pro Pixel für komplexe Zahlen, ergibt sich allein für das Bereitstellen der Daten des Hologramms und der Rekonstruktionswelle ein notwendiger Arbeitsspeicher von 80 GB.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass aktuell keine effizienten Ansätze zum Design und zur Simulation existieren, mit denen Hologramme für die Automobilbeleuchtung mit LEDs unter Berücksichtigung aktuell verfügbarer Ressourcen realisierbar sind. Diese sind jedoch für die Etablierung von Hologrammen im automobilen Anwendungsfeld erforderlich.

Die Ziele dieser Arbeit lassen sich im Hinblick auf die zuvor genannten Aspekte in folgende Punkte zusammenfassen:

1. Design von computerbasierten Hologrammen mit Optimierung auf eine LED als Rekonstruktionslichtquelle,
2. Realitätsnahe Visualisierung simulativ rekonstruierter Bilder bei Verwendung beliebiger Rekonstruktionslichtquellen und
3. Effiziente Implementierung der Algorithmen.

3.2 Hypothesen

Im Folgenden werden fünf Hypothesen aufgestellt, deren Untersuchung die Grundlage für die Umsetzung der zuvor genannten Ziele darstellen.

Hypothese 1: *Je geringer die Abweichung zwischen der theoretischen Beschreibung und den realen Eigenschaften der Rekonstruktionslichtquelle, desto geringer ist auch die Abweichung zwischen dem idealen und dem realen rekonstruierten Bild.*

Wie in Kapitel 2.2 gezeigt, kann das Design von CGVHs als Kompromisslösung eines Optimierungsproblems beschrieben werden. Es wird daher angenommen, dass die Umsetzung von Ziel eins, also das Design von CGVHs für beliebige Rekonstruktionslichtquellen, durch eine spezifische Definition von zusätzlichen Rahmenbedingungen erreicht werden kann. Dies beinhaltet auch die Beschreibung der Rekonstruktionslichtquelle, für die das Hologramm optimiert wird. Weicht die Beschreibung von den tatsächlichen Lichtquelleneigenschaften ab,

wird sich dies auf das rekonstruierte Bild auswirken. Zu erwarten sind bspw. das Auftreten von Dispersionseffekten, Unschärfe oder Mehrfachrekonstruktionen bei polychromatischem Licht. Eine detaillierte Betrachtung der wellenoptischen LED-Beschreibung ist daher ein unumgänglicher Aspekt dieser Arbeit.

Hypothese 2: *Die realistische simulative Visualisierung von rekonstruierten Bildern erfordert die Einbeziehung der Eigenschaften der tatsächlichen Rekonstruktionslichtquelle.*

Das Ziel einer realistischen Visualisierung der rekonstruierten Bilder geht über die Berücksichtigung der Designwelle hinaus. Das bedeutet, es muss zwischen der im Designprozess angenommenen und der im Rekonstruktionsprozess tatsächlich genutzten Rekonstruktionslichtquelle unterschieden werden. Wird bspw. ein Hologramm für eine rote LED mit einer Peakwellenlänge von 620 nm berechnet, die LED hat aber tatsächlich eine Bandbreite von 20 nm, dann wird die Beleuchtung des Hologramms im Experiment zum Auftreten von Dispersionseffekten führen. Es wird angenommen, dass durch entsprechend ausgelegte Algorithmen im Simulationsprozess derartige Effekte realitätsnah simuliert werden können, bspw. durch simulative Rekonstruktion des Hologramms mit mehreren Wellenlängen und die Überlagerung der einzeln entstehenden Bilder.

Hypothese 3: *Die realistische simulative Visualisierung von rekonstruierten Bildern erfordert die Einbeziehung der Aufnahmeparameter des Belichtungsprozesses.*

Die reine Berücksichtigung der tatsächlichen Lichtquellenparameter bei der Simulation wird nicht ausreichen, um bspw. Verschiebungen oder Skalierungen der rekonstruierten Bilder realistisch darzustellen. Zwar resultieren diese Effekte aus Abweichungen von der Designwelle, aber Parameter wie der Referenzwinkel bei der Aufnahme bestimmen die Gitterstruktur im Hologramm mit. Ihre Einbeziehung in die Rekonstruktionsalgorithmen ist daher zwingend erforderlich.

Hypothese 4: *Die realistische simulative Visualisierung von rekonstruierten Bildern erfordert keine rigorose Simulation.*

Algorithmen, wie die RCWA (vgl. 2.2.2) stellen zwar die präziseste, jedoch auch die aufwändigste Beschreibung des holographischen Elementes dar. Die Simulation von Wechselwirkungen im Material und der Ausbreitung evaneszenter Felder sind Merkmale rigoroser Verfahren und sind insbesondere bei Betrachtungen im Nahfeld interessant. Es wird jedoch angenommen, dass bei Betrachtung der Wellenüberlagerung im Fernfeld eine Näherung mit vereinfachten Algorithmen ausreichend ist.

Hypothese 5: *Ein sukzessiver Design- und Simulationsansatz ermöglicht eine deutliche Reduzierung des Berechnungsaufwandes für großflächige Hologramme.*

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 3.1 gezeigt, ist die Simulation großflächiger Hologramme durch den resultierenden Berechnungsaufwand von FFT-basierten Ansätzen limitiert. Eine Möglichkeit zur Reduzierung des Berechnungsaufwands von $\mathcal{O} = L_D^2 \log(L_D)$ ist die Unterteilung des Hologramms in kleinere Bereiche. Diese werden nacheinander simulativ rekonstruiert und die resultierenden Wellen werden überlagert. Die Komplexität könnte bei M Unterteilungen so auf $\mathcal{O} = M \left[(L_D/M)^2 \log(L_D/M) \right]$ verringert werden.

Aus den Hypothesen ergibt sich eine Reihe von Anforderungen an die zu entwickelnden Algorithmen. Auf diese sowie auf mögliche Ansätze zur Umsetzung wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

3.3 Anforderungen und Lösungsansätze

Zur Umsetzung der gesetzten Ziele und der Überprüfung der Hypothesen müssen einige Aspekte in die Entwicklung der Design- und Simulationsalgorithmen einbezogen werden. Dazu ist es sinnvoll, insbesondere im Hinblick auf Hypothese 3, im Rahmen dieser Arbeit einen Belichtungsprozess aufzubauen, dessen Parameter bekannt sind und damit in die Algorithmen einfließen können. Für die Wahl des Belichtungsprozesses sind dessen Komplexität sowohl beim Aufbau als auch bei der Hologrammherstellung zu berücksichtigen. Hier bietet sich ein SLM-basierter Prozess an (vgl. Abschnitt 2.2.3), welcher zudem den Vorteil hat, dass er zur Wiedergabe von zwei-dimensionalen Daten geeignet ist. Dies ermöglicht eine einfache Verwendung von Ergebnissen aus Designansätzen wie dem IFTA (vgl. Abschnitt 2.2.1).

Die Umsetzung weiterer Ziele aus Abschnitt 3.1 wird zudem durch einen SLM-basierten Aufbau erleichtert. Wie in Hypothese 5 beschrieben, würde ein schrittweiser Design- und Simulationsprozess den Berechnungsaufwand deutlich reduzieren. Wird ein Hologramm im Designprozess segmentweise berechnet, wie es bspw. der Ansatz von Jackin et al. [107] zeigt, ist es naheliegend das Hologramm auch schrittweise zu belichten und so weitere Umrechnungen der Designergebnisse zu vermeiden. Dies ist gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.2.3 mit einem SLM-basierten Prozess ohne Weiteres möglich.

In ihrem Designansatz unterteilen Jackin et al. [107] nicht nur das Hologramm sondern auch das Zielbild in Segmente. Jedes der Hologrammsegmente, bzw. Subhologramme, wird mit einem FFT-basierten Algorithmus berechnet und erzeugt bei der Rekonstruktion nur einen spezifischen Teil des Gesamtbildes. Im Hinblick auf das übergeordnete Ziel dieser Arbeit, der Realisierung von automobiltypischen Lichtverteilungen auf der Fahrbahn, bietet sich eine solche Herangehensweise ebenfalls an, da somit lokale Bereiche des Hologramms zur Ausleuchtung definierter Areale auf der Straße genutzt werden könnten. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wird zunächst ein vereinfachter Ansatz betrachtet, um gezielt die Funktionalität der lokalen Subhologramme analysieren zu können. Dazu sollen diese so ausgelegt werden, dass durch jedes das gleiche Bild rekonstruiert wird und alle Rekonstruktionen an dem gleichen Ort in einer definierten Distanz überlagern. Ein fehlerhaftes Design resultiert somit in einer mangelhaften Überlagerung, die dann zu analysieren und korrigieren ist.

Die notwendige Anpassung der Subhologramme kann bspw. durch eine Linsenfunktion erfolgen, indem die lokalen Phaseninformationen einer Linse zu denen der Subhologramme hinzu gerechnet werden. Eine weitere Möglichkeit ergibt sich bei Verwendung eines Designalgorithmus auf Basis der Fourier-Transformation, indem Eigenschaften der Transformation ausgenutzt werden. Durch Modulation bzw. Multiplikation der Hologramminformation mit einer komplexen Phasenfunktion kann eine Verschiebung in der Rekonstruktionsebene erreicht werden [106].

Die Kompatibilität des sukzessiven Design- und Belichtungsprozesses ist auch für die Anbindung des Simulationsansatzes vorteilhaft, da die im Design berechneten Subhologramme direkt für die schrittweise Simulation genutzt werden können. Es ergibt sich damit ein ganzheitlich abgestimmter Prozess, mit dem sich die Hypothesen 3 und 5 überprüfen lassen.

Der beschriebene Prozess muss jedoch nicht nur im Hinblick auf die Implementierung sondern auch auf die Gültigkeit der Ergebnisse betrachtet werden. Erst eine präzise physikalische Beschreibung der holographischen Elemente führt schließlich zu einer realistischen Simulation. Eine Implementierung rigoroser Algorithmen (vgl. Abschnitt 2.2.2) wird, wie in Hypothese 4 angedeutet, im Rahmen dieser Arbeit nicht beabsichtigt. Es ist daher not-

wendig, die Gültigkeit einer vereinfachten Hologrammbeschreibung zu berücksichtigen. Die Hologramme werden zunächst als ideal dünne Elemente beschrieben. Das bedeutet, das Volumen eines Phasenhologramms wird vernachlässigt und das Hologramm wird als zweidimensionale Matrix von Phasenwerten beschrieben. Dieser Ansatz wird bei der Thin Element Approximation (TEA) [108] verfolgt, bei welcher ein beugendes Element durch eine Transmissionsfunktion definiert wird. Gültig ist diese Annäherung jedoch nur, wenn es sich bei dem Element tatsächlich um ein dünnes Element gemäß Gleichung (2.26) handelt. Andernfalls führt die Vernachlässigung des Elementvolumens zu Fehlern bei der Simulation. Anhand von Vergleichen zwischen Simulation und experimentellen Rekonstruktionen ist zu untersuchen, welche Effekte simulierbar sind und welche durch die Näherung nicht abgedeckt sind. Eine Lösung bietet hier die Einbeziehung von Ergebnissen rigoroser Simulationen über eine Schnittstelle.

Neben der Hologrammbeschreibung ist auch die Beschreibung der Rekonstruktionswelle (s. Hypothese 1 und 2) ein entscheidender Aspekt. Wie bereits in Abschnitt 3.1 dargestellt, weisen die in Abschnitt 2.3 aufgezeigten theoretischen Ansätze zur Approximation einer LED als Rekonstruktionswelle Limitierungen auf, da sie die Wirkung von optischen oder konvertierenden Elementen (Linsen, Leuchtstoffe) auf den LEDs nicht berücksichtigen. Es ist daher im Rahmen dieser Arbeit notwendig, neben den theoretischen Näherungen auch die Vermessung von LED Wellenfronten zu betrachten. Typische Verfahren für wellenoptische Vermessungen sind die Verwendung von Shack-Hartmann Sensoren (SHSs) [109] und Interferometern [110–112], auf welche in Abschnitt 4.3 näher eingegangen wird. Durch experimentelle Testreihen ist zu untersuchen, welche LED Beschreibung am besten geeignet ist und damit auch zu den besten Ergebnissen bei der Hologrammrekonstruktion führt. Grundlage für diese Untersuchungen bildet Hypothese 1.

Zusammenfassend sind die Lösungsansätze in Abbildung 3.1 visualisiert. Ausgangspunkt ist das Design, dessen Ergebnisse sowohl in den Belichtungs- als auch den Simulationsprozess einfließen. Die im Belichtungsprozess erzeugten Hologramme werden experimentell rekonstruiert und die Ergebnisse analysiert und diskutiert. Dabei sind die Wirkungsweise des Designs, die Gültigkeit der Simulationsergebnisse und die Gültigkeit der LED-Beschreibung von Interesse. Letztere wird wiederum im Design und in der Simulation berücksichtigt.

Die Analyse, in welcher die Qualität der Rekonstruktionen beurteilt werden soll, ist als finaler Aspekt in dem Ablaufdiagramm dargestellt. Grundlage der Analyse bildet die Definition des durch die Hologramme zu realisierenden Bildes. Dafür wird das Testbild in Abbildung 3.2a festgelegt. Dieses besteht aus verschachtelten hellen und dunklen Quadraten und weist damit sowohl flächige Bereiche als auch hell-dunkel Sprünge auf. Dies ermöglicht die Analyse der rekonstruierten Bilder im Hinblick auf verschiedene Parameter wie die Gleichmäßigkeit, den Kontrast (vgl. Abschnitt 2.2.1) oder auch die Schärfe. Zur Analyse positionsabhängiger Effekte wird für einige Untersuchungen das erweiterte Testbild in Abbildung 3.2b genutzt, welches eine Aussparung im oberen Bereich des äußeren Quadrates aufweist. Diese soll die Analyse der Position des rekonstruierten Bildes erleichtern.

Ein wesentlicher Aspekt der Analyse ist der Vergleich zwischen idealer und realer Rekonstruktion. Dabei steht real nicht nur für die experimentelle sondern auch die simulative Rekonstruktion. Beide sind mit der idealen Vorlage aus Abbildung 3.2 zu vergleichen, um die Gültigkeit des Designs, der Simulation und der Lichtquellenbeschreibung zu bewerten. Dabei soll die Ähnlichkeit der Bilder analysiert werden, was bspw. durch Bestimmung der

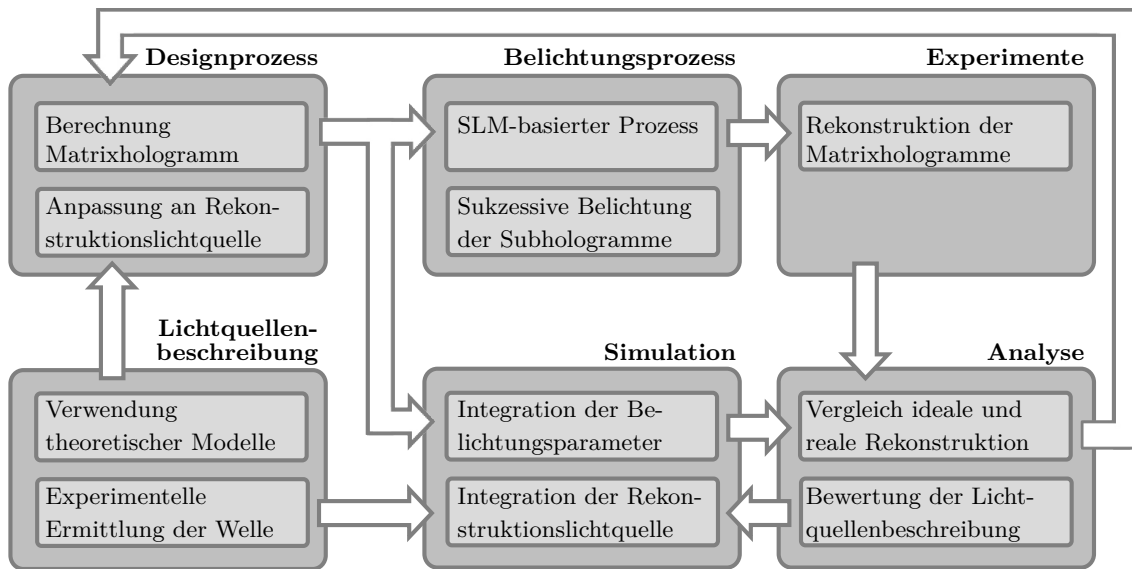


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten ganzheitlichen Design-, Belichtungs- und Simulationsprozesses. Aspekte, wie die Beschreibung der Rekonstruktionslichtquelle, die experimentelle Rekonstruktion und die Analyse sind ebenfalls in die Prozessabfolge eingeordnet.

Abweichung nach Gleichung (2.48) erfolgen kann. Eine andere Variante, die sich insbesondere im Hinblick auf die Gegenüberstellung von zwei-dimensionalen Daten anbietet, ist die Bestimmung des Korrelationskoeffizienten ρ , welcher in Abschnitt 2.2.1 als Abbruchkriterium für den IFTA dargestellt wird. Anders als bei der Bestimmung der absoluten Differenz wie in Gleichung (2.48), werden beim Korrelationskoeffizienten die Bildwerte pixelweise betrachtet (siehe Gleichung (A.3) in Anhang A.1), wodurch auch Verschiebungen in einer Änderung des Koeffizienten resultieren. Ein weiterer Unterschied zur absoluten Differenz liegt darin, dass ρ nur Werte zwischen null und eins annehmen kann, wobei null für keine Gemeinsamkeit und eins für identische Bilder steht. Da sich damit die Ergebnisse quantitativ einordnen lassen, wird der Korrelationskoeffizient als Kriterium für den Vergleich der idealen und der experimentellen/simulativen Rekonstruktion definiert.

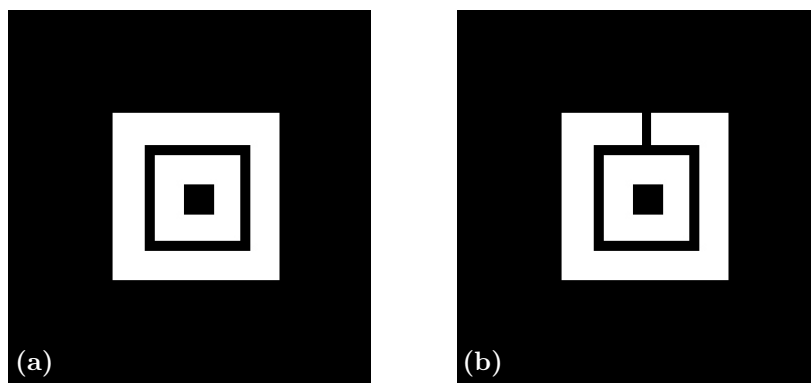


Abbildung 3.2: Bildvorlage für das vom Hologramm zu rekonstruierende Testbild, (a) ohne und (b) mit Aussparung im äußeren Quadrat zur Vereinfachung der Lokalisierung der rekonstruierten Bilder bei der Analyse.

Erzeugung von computergenerierten Volumen hologrammen für LED-Beleuchtung

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Ansätze zur Entwicklung von Hologrammen für die Rekonstruktion mit LEDs werden im Folgenden konkretisiert und ausführlicher dargestellt. Der ganzheitliche Prozess lässt sich in vier wesentliche Aspekte einteilen, den Designprozess, den Belichtungsprozess, die Simulation und die Beschreibung der LED Lichtquelle. Der Designprozess beinhaltet die Berechnung der holographischen Informationen, die für die Realisierung verschiedener optischer Funktionen notwendig sind. Im Rahmen des Belichtungsprozesses kann das berechnete Hologramm in ein Photopolymer gespeichert und zur Überprüfung der Designparameter genutzt werden. Parallel dazu ist die Simulation der Rekonstruktion mit den berechneten Hologramminformationen möglich. Schließlich sind für das Design und die Simulation eine präzise Beschreibung der Rekonstruktionslichtquelle, in diesem Fall der LED, notwendig.

Entgegen dieser dargestellten Reihenfolge, die der Vorgehensweise in der Praxis entspricht, wird im folgenden Abschnitt 4.1 zunächst der Belichtungsprozess näher erläutert. Dieser weist auf Grund des Aufbaus und der Komponenten Limitierungen auf, die für die Design- und Simulationsalgorithmen von Bedeutung sind. Anschließend wird in Kapitel 4.2 auf den Designprozess eingegangen. Die LED Beschreibung wird darauffolgend in Abschnitt 4.3 thematisiert, um die Verknüpfung zum Design darzustellen. Die Entwicklung der Simulationsalgorithmen folgt schließlich im Detail in Kapitel 5.

4.1 SLM-basierter Belichtungsprozess

Zur Aufnahme der zu berechnenden Hologramme dient ein Laboraufbau (vgl. Ehlert [S4], Link [S8], [S9] und Spreyer [S13]), mittels welchem in Anlehnung an die Ausführungen in Abschnitt 2.2.3 die digitalen Informationen über einen SLM (LETO der Firma HOLOEYE) wiedergegeben und durch Beleuchtung mit einem Laser in ein Photopolymer (Bayfol HX der Firma Covestro) übertragen werden. Durch Verfahrenswege in zwei Achsen ist es möglich, nacheinander die berechneten Subhologramme matrixförmig aufzunehmen. Zudem kann der Referenzwinkel über ein zusätzliches System mit rotier- und verfahrbaren Spiegeln verändert werden. Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Aufbau mit allen Komponenten.

Zur Erzeugung von Hologrammen mit unterschiedlichen Wellenlängen stehen drei Single-mode Laser, Cobolt BluesTM, Cobolt SambaTM und Cobolt FlamencoTM, mit den Wellenlängen 473nm (L_B), 532nm (L_G) und 660nm (L_R) zur Verfügung. Die Auswahl der Wellenlängen resultiert aus der spektralen Empfindlichkeit des verwendeten Photopolymers (s. Anhang A.2). Vor jedem Laser ist ein Shutter (S) positioniert. Dieser verhindert die unbeabsichtigte Belichtung des Photopolymers während der Positionsänderung durch einen XY-Tisch und ermöglicht außerdem die Aufnahme von Subhologrammen in der Hologrammatrix mit unterschiedlichen Wellenlängen. Die Strahldurchmesser der Laser werden mit achromatischen Linsen (L_K) von ca. 0,4mm auf ca. 7mm aufgeweitet und durch Blenden (RB) mit einer quadratischen Öffnung an die Form des aktiven Bereichs des SLM angepasst.

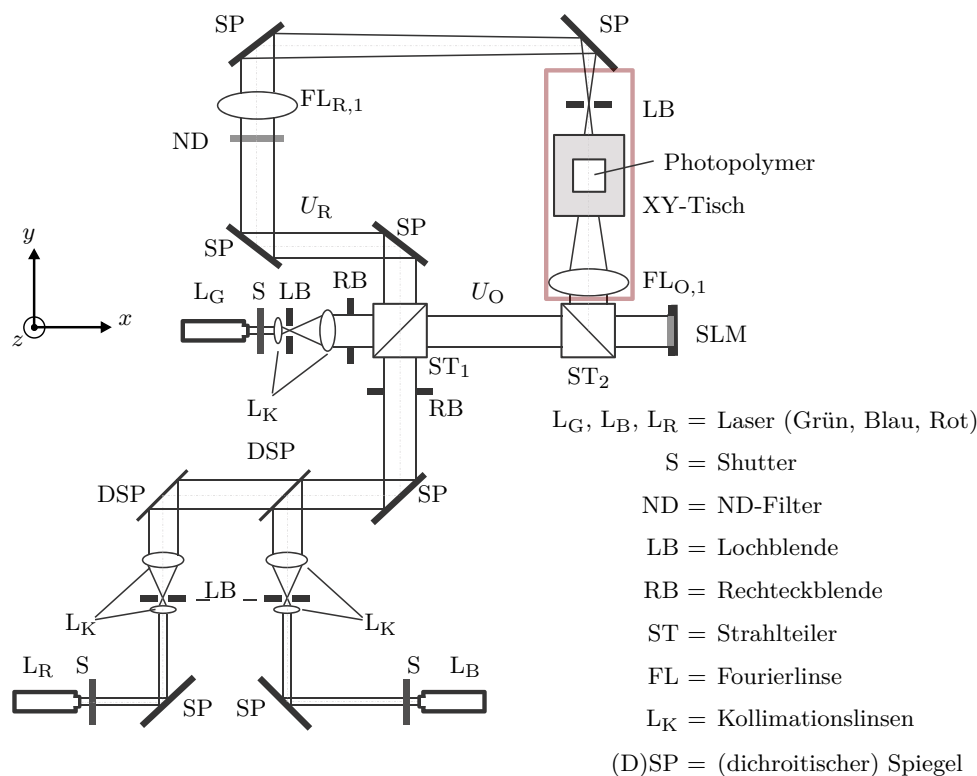


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Führung von Objektwelle U_O und Referenzwelle U_R in dem SLM-basierten Aufbau zur Erzeugung computergenerierter Transmissionshologramme. Der mit rot markierte Bereich um den XY-Tisch beinhaltet weitere optische Elemente zur Überlagerung von U_O und U_R und zur Einstellung des Referenzwinkels (vgl. Abbildung 4.2).

Zur Führung des Laserlichtes auf einen Strahlteiler ST₁, durch welchen die Einteilung in Objekt- und Referenzwelle erfolgt, kommen dielektrische Spiegel (SP) und dichroitische Spiegel (DSP)¹ zum Einsatz. Die Objektwelle fällt auf einen weiteren Strahlteiler ST₂, wodurch 50% der Welle auf den SLM gelenkt werden. Das vom SLM reflektierte Licht wird durch den Strahlteiler um 90° umgelenkt und durch ein 4*f*-System auf das Photopolymer abgebildet. Die Linsen des 4*f*-Systems weisen unterschiedliche Brennweiten auf und führen damit zu einem Abbildungsverhältnis von $\beta = 50\text{ mm}/250\text{ mm} = 0,2$. Die Wahl der Linsen resultiert aus einem Kompromiss zwischen der durch die Verkleinerung erreichbaren Strukturgröße im Hologramm und der Weglänge des Referenzstrahlengangs. Wie in diesem Kapitel noch dargestellt wird, müssen auf Grund des flexibel einstellbaren Referenzwinkels Linsen mit größeren Brennweiten zum Einsatz kommen. Da zum einen die Verfügbarkeit von Linsen mit hohen Brennweiten und zum anderen der zur Verfügung stehende Platz für den Aufbau eingeschränkt sind, wird das angegebene Abbildungsverhältnis festgelegt. Zwischen den Fourierlinsen FL_{O,1} und FL_{O,2} (nur FL_{O,1} ist in Abbildung 4.1 sichtbar) befindet sich ein Umlenkspiegel (SP₂) und eine Lochblende (LB) zur örtlichen Filterung.

Auch die Referenzswelle wird über ein $4f$ -System auf das Photopolymer gebracht. Dabei wird ebenfalls eine Lochblende in der Fourierebene der Linsen $FL_{R,1}$ und $FL_{R,2}$ (nur $FL_{R,1}$ ist in Abbildung 4.1 sichtbar) zur Filterung genutzt und zudem die Intensität der Referenzswelle durch Neutraldichtefilter (ND-Filter) mit einem Gesamt-Transmissionsgrad von 35% an die

¹ Die dichroitischen Spiegel werden verwendet, um den Aufbau im Rahmen der Experimente auch für die Rekonstruktion zu nutzen und dabei die Hologramme mit allen drei Lasern unter dem gleichen Winkel zu rekonstruieren (vgl. Kapitel 6.2.3).

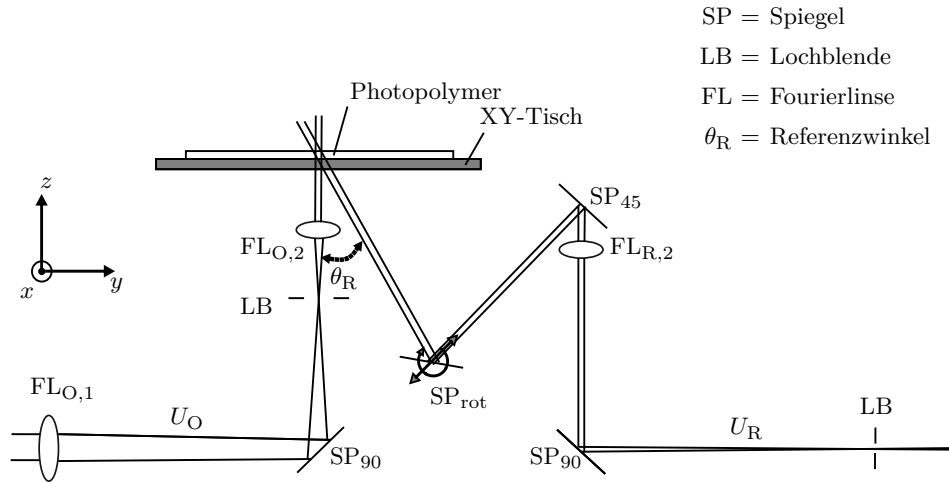


Abbildung 4.2: Seitenansicht des Spiegel- und Linsensystems zur Überlagerung der Objektwelle U_O und der Referenzwelle U_R im Bereich des XY-Verfahrtisches des SLM-basierten Aufbaus zur Erzeugung computergenerierter Transmissionshologramme.

Intensität der Objektwelle angepasst. Die Linsen im $4f$ -Aufbau des Referenzstrahlengangs weisen ebenfalls unterschiedliche Brennweiten auf, um das gleiche Abbildungsverhältnis von $\beta = 0,2$ zu erzielen. Allerdings sind die Brennweiten deutlich größer als die im Objektstrahlengang, was in erster Linie dem Spiegelsystem zur Veränderung des Referenzwinkels geschuldet ist (vgl. Abbildung 4.2). Das System besteht aus einem 90° -Umlenkspiegel (SP_{90}) wie im Objektstrahlengang, einem 45° -Umlenkspiegel (SP_{45}) und einem rotierbaren Spiegel (SP_{rot}), der entlang der optischen Achse von Spiegel SP_{45} verfahrbar ist. So kann der Referenzwinkel zwischen 20° und 50° variiert werden. Die Änderung der Position von SP_{rot} erfordert das Einbringen der letzten Fourierlinse $FL_{R,2}$ zwischen SP_{90} und SP_{45} . Dadurch ist der resultierende Abstand von $FL_{R,2}$ zum Polymer 200 mm. Dies erfordert bei dem Abbildungsverhältnis von $\beta = 0,2$ eine Brennweite der ersten Fourierlinse von 1000 mm.

Beide Wellen überlagern sich schließlich im Photopolymer, das auf einem Glaträger laminiert ist. Der XY-Tisch kann bis zu 110 mm in X- und 75 mm in Y-Richtung verfahren werden, was jedoch nicht voll ausgenutzt werden kann, da es zu Abschattungen der Referenzwelle durch Teile des Verfahrtisches kommt (s. Abbildung 4.3). Bei einer Größe von Objekt- und Referenzwelle von 1,25 mm können somit Hologrammmatrizen von 35×35 Subhologrammen und damit Hologramme mit einer Gesamtgröße von knapp $43,75 \text{ mm} \times 43,75 \text{ mm}$ erzeugt werden.

Durch den Aufbau ergeben sich Rahmenbedingungen und Limitierungen für das Design der Hologramme, die im Folgenden erläutert werden sollen. Der SLM wirkt wie ein dünnes Hologramm und erzeugt eine Vielzahl von Beugungsordnungen. Um die Ordnungen gut voneinander trennen und nur die +1. BO auf das Polymer lenken zu können, müssen die Subhologramme im Designprozess als Off-Axis-Hologramme ausgelegt werden, obwohl die Information über den $4f$ -Aufbau dann unter 0° auf das Polymer gelenkt wird. Für die Justage der Fourierlinsen und Blenden ist es daher wichtig, unter welchem Winkel θ_m die +1. BO durch den SLM abgelenkt wird.

Einen weiteren Aspekt stellt die Übertragung der SLM-Informationen in das Photopolymer dar. Die Pixelgröße des SLM liegt bei $6,4 \mu\text{m}$ bei einer Auflösung von 1900×1080 Pixeln.

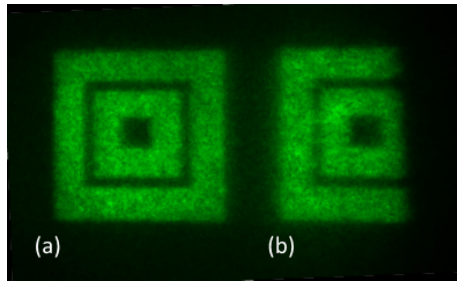


Abbildung 4.3: Farbbilder von über den SLM dargestellten Hologrammen. (a) ohne und (b) mit Abschattung durch Komponenten des Belichtungsaufbaus.

Die kleinste auflösbare Gitterperiode, die mit dem SLM abgebildet werden kann, liegt damit bei $\Lambda = 12,8\mu\text{m}$ und der maximale Beugungswinkel bei $\theta_m = 2,4^\circ$ für 532nm . Durch die optischen Komponenten im Objektstrahlengang kommt es zu Abschattungen bei Ablenkungswinkeln $\theta_m > 0,8^\circ$ am SLM, wodurch nicht mehr die vollständige Hologramminformation zum Polymer gelangt und das rekonstruierte Bild gestört wird, wie es in Abbildung 4.3 veranschaulicht wird. Damit sind die durch die Objektwelle korrigierbaren Einfallswinkel divergenter Lichtquellen im Hinblick auf die mit dem Abbildungsmaßstab $\beta = 0,2$ im Photopolymer entstehenden Strukturgrößen auf $\theta_{in} \leq 4^\circ$ limitiert.

Der letzte für den Designalgorithmus relevante Aspekt resultiert aus der Belichtung mit verschiedenen Wellenlängen über den gleichen SLM. Da die Pixelgröße konstant ist, ändert sich der Beugungswinkel am SLM. Während bspw. für 532nm ein Winkel von $\theta_m = 0,8^\circ$ erreicht wird, ergibt sich für 473nm ein Winkel von $\theta_m = 0,71^\circ$ und für 660nm ein Winkel von $\theta_m = 0,99^\circ$. Um für alle Wellenlängen die +1. BO unter 0° auf das Polymer zu bringen, muss der Winkel für die jeweilige Wellenlänge angepasst werden. Welche notwendigen Berechnungsschritte sich dadurch im Designprozess ergeben wird im folgenden Abschnitt 4.2 dargestellt.

Zusammenfassend ergeben sich aus dem Belichtungsaufbau folgende Aspekte, die bei der Entwicklung der Design- oder Simulationsalgorithmen berücksichtigt werden müssen:

- einstellbarer Referenzwinkel: 20° bis 50°
- Pixelgröße des SLMs: $6,4\mu\text{m}$
- aktive Fläche des SLMs: 1900×1080 Pixel
- Abbildungsmaßstab $\beta = 0,2$ und darauf resultierend die Größe der Subhologramme im Photopolymer: $1,25\text{mm} \times 1,25\text{mm}$
- maximale Anzahl von Subhologrammen: 35×35
- maximale Winkelablenkung durch Abschattungen im Aufbau: $\pm 0,8^\circ$ (SLM) bzw. $\pm 4^\circ$ (Hologramm im Photopolymer)
- Unterschied der Beugungswinkel des SLMs bei den verschiedenen Laserwellenlängen: $\theta_m(473\text{nm}) = 0,71^\circ$, $\theta_m(532\text{nm}) = 0,8^\circ$ und $\theta_m(660\text{nm}) = 0,99^\circ$

4.2 Design von Matrix-Transmissionshologrammen

Im Designprozess sollen verschiedene Anforderungen gemäß den Ansätzen aus Abschnitt 3.3 umgesetzt werden. Diese werden daher an dieser Stelle kurz zusammengefasst.

Berechnung des Basishologramms

Das Hologramm soll als Matrixanordnung von Subhologrammen berechnet werden, welche alle das gleiche Bild rekonstruieren. Dazu wird gemäß Abschnitt 3.3 der IFTA genutzt, dessen Ergebnis als Basishologramm $\varphi_B(x, y)$ bezeichnet wird und welches das Grundelement der Hologrammmatrix darstellt.

Entwicklung der Hologrammmatrix

Das Basishologramm wird repliziert, so dass $M \times N$ Subhologramme entstehen. Deren Rekonstruktionen sollen in einer festgelegten Distanz überlagern, was die Modulation der Hologramminformation auf Basis der Fouriertransformationseigenschaften erfordert. Das Ergebnis dieses Designschrittes ist eine Anzahl von $M \times N$ modulierten Subhologrammen $\varphi_M^{M,N}(x, y)$, welche für die Rekonstruktion mit einer ebenen Welle ausgelegt sind.

Anpassung an die Rekonstruktionswelle

Zuletzt müssen die Subhologramme an die Rekonstruktionswellen einer LED angepasst werden. Unabhängig von der verwendeten Approximation bedeutet dies, dass die Subhologramme der entsprechenden lokalen Wellenfront zugeordnet und für die Rekonstruktion mit dieser optimiert werden müssen. Dies kann bei Betrachtung der Phase durch Addition der lokalen Phasenwerte erfolgen. Das Ergebnis des Designprozesses sind damit lokal optimierte Subhologramme, die in den weiteren Ausführungen als $\varphi_H^{M,N}(x, y)$ deklariert werden.

Anhand der dargestellten Abfolge lässt sich die Beschreibung des Hologrammdesigns als Optimierungsproblem nach Gleichung (2.48) komplettieren. Durch die Formulierung der Designschritte als Bedingungen und durch Anwendung des Korrelationskoeffizienten als Bewertungsparameter ($\rho[I_I, I_Z]$), ergibt sich der folgende Ausdruck

$$\arg \max_{\varphi_H^{M,N} \in \Phi} \left\{ \rho \left[\left| \mathcal{P} \left\{ \exp \left[-i\varphi_H^{M,N} \right] \right\} \right|^2, I_Z \right] \right\}, \quad \Phi = \left\{ \varphi_H^{M,N} \in \mathbb{D}^3 : (C_B, C_M, C_R) \right\}, \quad (4.1)$$

wobei die Bedingungen C_B , C_M und C_R repräsentativ für alle Bedingungen bei der Berechnung des Basishologramms (C_B), der Entwicklung der Hologrammmatrix (C_M) und der Anpassung an die Rekonstruktionswelle (C_R) stehen. Die einzelnen Bedingungen werden im Rahmen der folgenden Detailbeschreibung der Designschritte konkretisiert.

4.2.1 Berechnung des Basishologramms

Der erste Schritt des hier vorgestellten Designansatzes ist die Berechnung des Basishologramms $\varphi_B(x, y)$. Als zugrunde liegender Algorithmus ist der IFTA nach Abschnitt 2.2.1 definiert, da dieser Ansatz viele Freiheiten bei der Anpassung im Hinblick auf das Zielhologramm und auch auf die Rahmenbedingungen bietet, die durch den Belichtungsprozess einfließen. Ein Beispiel ist die Auswahl des Propagationsoperators $\mathcal{P}\{\cdot\}$, für welchen sich im Allgemeinen die in Abschnitt 2.3 dargestellten Ansätze eignen. Bei der Auswahl sind jedoch verschiedene Aspekte aus dem Belichtungsprozess zu beachten, wie die Größe der Subhologramme, die Größe des rekonstruierten Bildes und die Abbildung der über den SLM

wiedergegebenen Information durch die Fourierlinsen.

Die Größe des rekonstruierten Bildes resultiert aus der Größe der Hologrammstruktur, welche zu einem maximalen Beugungswinkel von $\pm 4^\circ$ führt (vgl. Abschnitt 4.1). Damit ist das rekonstruierte Bild in jedem Fall größer als das Subhologramm mit einer Seitenlänge von 1,25 mm. Das bedeutet, dass bei der Verwendung des Propagators unterschiedliche Größen für die Hologramm- und die Zielebene wählbar sein müssen. Die ASM scheidet damit aus, da bei diesem Ansatz die Ebenen die gleiche Größe aufweisen. Zwar wäre dies durch Einfügen der Subhologramminformation in eine Nullmatrix möglich, würde aber bei der notwendigen Abtastung zu sehr großen Matrizen führen. Zur Auswahl der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Ansätze bleiben die Fraunhofer- und die Fresnel-Näherung. Die Auswahl anhand der Propagationsdistanz ist zwar möglich, aber kein ausschließendes Kriterium. Sowohl für die Distanzen bei der Zielapplikation der Fahrbahnausleuchtung als auch bei den deutlich geringeren Abständen von 100 mm bis zu 1 m im Rahmen dieser Arbeit ist die Fraunhofer-Näherung gültig. Es gibt jedoch ein weiteres entscheidendes Kriterium im Hinblick auf den Belichtungsprozess. Mit der Fresnel-Näherung berechnete und über den SLM wiedergegebene Subhologramme rekonstruieren nicht in der Fourierebene der Linsen, sondern bereits kurz hinter der Linse. Die Informationen, die durch die zweite Fourierlinse in die Hologrammebene abgebildet werden, stimmen somit nicht mit den Informationen auf dem SLM überein. Dies führt dazu, dass mit dem in das Material belichtete Hologramm kein scharfes Bild rekonstruiert werden kann. Die Ursache hierfür liegt in der Beschreibung der Fresnel-Näherung. Anders als bei der Fraunhofer-Approximation wird gemäß Gleichung (2.20) die Welle vor der Propagation mit einem Phasenterm multipliziert, wodurch die Rekonstruktion in einer spezifischen Distanz im Nahfeld erreicht wird. Dies findet allerdings in dem Belichtungsprozess so nicht statt. Zwar werden in der Literatur auch Beispiele für die Verwendung von SLMs mit CGH auf Fresnel-Basis gegeben [89, 113], bei diesen erfolgt jedoch keine Abbildung über Fourierlinsen. Stattdessen rekonstruiert das berechnete Hologramm durch einfache Propagation der Welle in die Zielebene. Dies ist jedoch nicht auf den Belichtungsprozess übertragbar, was bei verschiedenen Vorversuchen mit dem Belichtungsaufbau festgestellt werden konnte. Daher wird für $\mathcal{P}\{\cdot\}$ und $\mathcal{P}^{-1}\{\cdot\}$ die Verwendung der Fraunhofer Approximation nach

$$\mathcal{P} = \frac{e^{-ikz}}{i\lambda z} \times \mathcal{F}\{\cdot\} \quad (4.2)$$

$$\mathcal{P}^{-1} = \frac{e^{-ikz}}{i\lambda(-z)} \times \mathcal{F}^{-1}\{\cdot\} \quad (4.3)$$

festgelegt, wobei die Distanz bei der Rückpropagation mit $-z$ anzugeben ist.

Neben der Wahl des Propagators sind als weitere allgemeine Definition für den IFTA die Rahmenbedingungen in der Hologramm- und der Rekonstruktionsebene und das Abbruchkriterium für die Iterationsschritte zu bestimmen. Da ein Phasen-Transmissionshologramm berechnet werden soll, können die Bedingungen C_{I1}^j , C_{I2}^j , C_{H1}^j und C_{H2}^j aus Abschnitt 2.2.1 übernommen werden.

Als Abbruchbedingung C_{I3}^j wird festgelegt, dass die Iterationsschleife beendet wird, sobald der Wert für ΔE_F^j über fünf Iterationen kleiner als 0,001 ist

$$C_{I3}^j : \varphi_B^j := \begin{cases} \arg\{\mathcal{P}^{-1}[U_I]\} & \text{für } j = 1 \dots l, \Delta E_F^j > 0,001 \\ \varphi_B^{j-1} & \text{für } j = l, \forall \Delta E_F^j \in E_M^j : \Delta E_F^j \leq 0,001 \end{cases} \quad (4.4)$$

$$\text{mit } \Delta E_F^j = (E_F^j - E_F^{j-1}) \quad (4.5)$$

$$E_M^j = \Delta E_F^j, j \in [l-5, l]. \quad (4.6)$$

Die Fehlerfunktion setzt sich aus mehreren Parametern zusammen zu

$$E_F = 0,2 \text{ RMSE} + 0,2(1 - \rho) + 0,6(1 - \text{SNR}), \quad (4.7)$$

wobei E_F durch Normierung der Kriterien den Maximalwert 1 annehmen kann. Die Auswahl der Parameter RMSE, SNR und ρ , deren Gewichtungen und die Festlegungen des Schwellwerts für ΔE_F^j sowie die Anzahl von fünf Iterationsschritten resultieren aus der Analyse der einzelnen Parameter über 200 Iterationsschritte. Details hierzu sind in Anhang A.1 dargestellt.

Nachdem die allgemeinen Definitionen für die Verwendung des IFTA festgelegt sind, können die notwendigen Anpassungen für die spezifischen Rahmenbedingungen dieser Arbeit vorgenommen werden. Zur Bestimmung von φ_B nach Gleichung (2.41) und (2.43) muss zunächst das zu rekonstruierende Zielbild I_Z , welches für diese Arbeit bereits in Kapitel 3.3 definiert wurde, in Form eines Graustufenbildes eingelesen werden. An dieser Stelle sind bereits erste Anpassungen der Bildvorlage nötig, die aus den Zusammenhängen zwischen der Hologramm- bzw. Signalebene und der Bild- bzw. Fourierebene resultieren. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, soll aus Effizienzgründen die FFT genutzt werden. Diese bringt folgende Eigenschaften mit sich [106], die sich auf die Gestaltung der Zielbildvorlage auswirken:

1. sowohl Signal als auch Spektrum sind periodisch, es wird jedoch jeweils nur der Bereich einer Periode betrachtet (Fensterung)
2. die Ausdehnung einer Periode im Spektrum ΔX_F wird durch die Samplingdistanz des Signals dx bestimmt: $\Delta X_F = 1/dx$
3. durch Unterabtasten des Signals kann der betrachtete Bereich im Spektrum vergrößert werden: $\Delta X_{F,n} = 1/dx_n, dx_n < dx$
4. die Abtastrate von Signal und Spektrum, also die Anzahl der Abtastwerte L_D , ist gleich
5. die Abtastrate muss einer Zweierpotenz entsprechen: $L_D = 2^q, q \in \mathbb{N}$

Die Auflösung gemäß Punkt 4 ist durch den SLM auf 1900×1080 Pixel festgelegt. Um jedoch die Bedingung in Punkt 5 zu erfüllen, wird für beide Ebenen eine Auflösung von 1024×1024 Pixel definiert. Der Einfluss der Fensterung ist in Abbildung 4.4 illustriert. Übertragen auf den Anwendungsfall eines CGHs ist das Fenster mit einer Periode des abgetasteten Signals ΔX_H ein Subhologramm, die gefensterte Periode des Spektrums W_I ist das rekonstruierte Bild und die weiteren Perioden des Spektrums sind die höheren Beugungsordnungen im gesamten Ausdehnungsbereich der Rekonstruktionsebene ΔX_I .

Es ist aus Abbildung 4.4 ersichtlich, dass die Periodenfenster in beiden Ebenen mittig zur Achse liegen. Für das Design und die Wiedergabe über den SLM bedeutet das, dass ohne weitere Festlegungen die Rekonstruktion mit der 0. BO überlagert. Um beide zu trennen, also ein Off-Axis Hologramm zu erzeugen (siehe auch Abschnitt 4.1), muss das Zielbild innerhalb des Periodenfensters W_I verkleinert und verschoben werden und zwar so, dass es ohne Abschattung die Blende nach der ersten Fourierlinse $FL_{O,1}$ im Belichtungsprozess passieren kann (vgl. Abbildung 4.1). Das Zielbild muss daher innerhalb der Vorlage im Bereich W_D liegen, der eine Auflösung von 340×600 Pixel aufweist.

Nach dem Basisdesign mit dem IFTA werden noch weitere Optimierungsschritte im Designprozess vorgenommen, die zu einer Verschiebung oder Skalierung des rekonstruierten

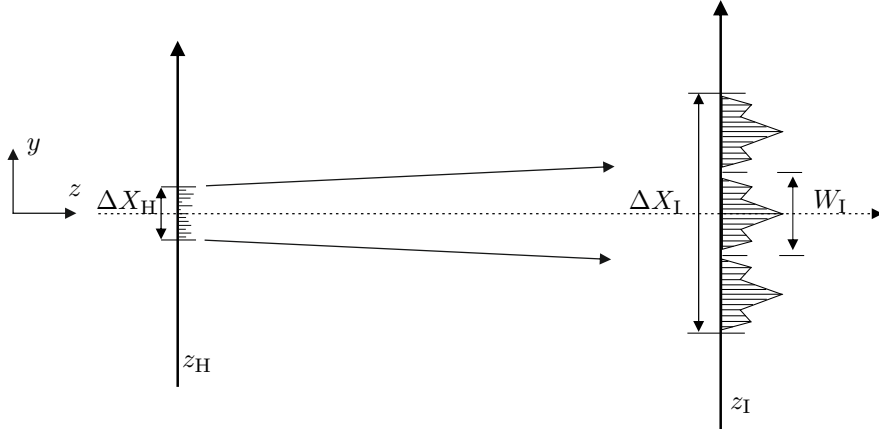


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Zusammenhänge zwischen der Hologramm- und der Rekonstruktionsebene bei CGHs. ΔX_H entspricht der Ausdehnung des Hologramms, dessen Sampling dx_H die Ausdehnung in der Rekonstruktionsebene ΔX_I bestimmt. Das Fenster W_I beschreibt den Bereich von ΔX_I , in dem die betrachtete Periode bzw. Beugungsordnung liegt.

Bildes führen können. Daher muss gewährleistet sein, dass auch nach Abschluss aller Designschritte das Bild innerhalb von W_D liegt. Für die Vorlage ergibt sich damit der Bereich W_B mit 160×160 Pixel für das Zielbild im Basisdesign. Zur Veranschaulichung sind die einzelnen Fensterbereiche in Abbildung 4.5 dargestellt.

Die vorgenommenen Einschränkungen für die Zielbildvorlage gelten bis zu diesem Punkt nur für eine Wellenlänge. Da im Belichtungsprozess mit drei Wellenlängen über den gleichen SLM belichtet wird, muss die Größe des Bildes vorab angepasst werden, um Unterschiede bei den Rekonstruktionen zu vermeiden. Dazu wird neben der FFT-Eigenschaft nach Punkt 2 von Seite 35 auch eine Eigenschaft der Fraunhofer-Näherung genutzt. Bei Überführung des Fraunhofer-Integrals in eine Fourier-Transformations-basierte Beschreibung [26] ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen Ortsfrequenzen und Ortskoordinaten

$$df_x = \frac{dx}{\lambda z}. \quad (4.8)$$

Für die Größe des Rekonstruktionsfensters ergibt sich unter Berücksichtigung des Zusammenhangs in Punkt 2

$$\Delta W_I = \frac{\lambda z}{dx_H}. \quad (4.9)$$

Die Ausdehnung in y -Richtung lässt sich analog berechnen. Der notwendige Skalierungsfaktor für verschiedene Wellenlängen λ_n bestimmt sich gemäß Gleichung (4.9) zu

$$\text{Fensterausdehnung } \Delta W_I = \frac{\lambda_R z}{dx_H} \stackrel{!}{=} \frac{\lambda_n z}{dx_H} \quad (4.10)$$

$$\text{Skalierungsfaktor } S_\lambda = \frac{\lambda_R}{\lambda_n}. \quad (4.11)$$

Die Wellenlänge 532 nm wird als Referenzwellenlänge λ_R angenommen und es ergibt sich damit für die anderen Laser ein Skalierungsfaktor von $S_{473} = 1,125$ für 473 nm und von $S_{660} = 0,806$ für 660 nm. Die Wellenlängen Anpassung ist natürlich nicht auf diese beiden Wellenlängen limitiert, sondern kann für beliebige Wellenlängen genutzt werden. Damit ist die Anpassung an die spektralen Eigenschaften einer beliebigen monochromen Rekonstruktionsswelle möglich.

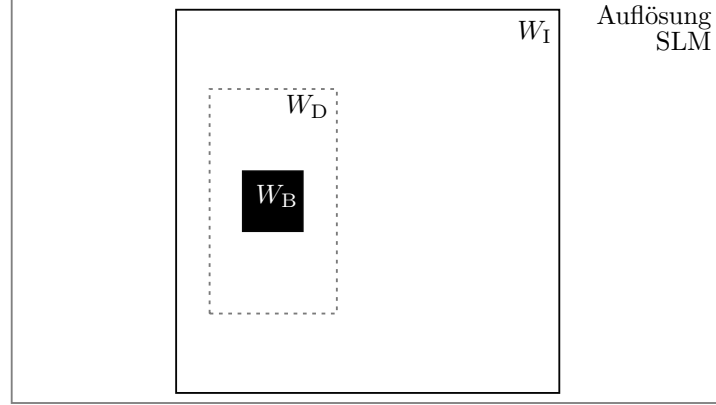


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Ausdehnungen der unterschiedlichen Fensterbereiche, die über den SLM wiedergegeben werden: Auflösung des SLMs (durchgezogener grauer Rahmen), Fenster W_I (durchgezogener schwarzer Rahmen), Fenster W_D (gestrichelter grauer Rahmen) und Fenster W_B (schwarz gefüllter Bereich).

Die Skalierung des Bildes hat jedoch einen Nachteil im Hinblick auf die Berechnung von Off-Axis Hologrammen. Um die Auflösung der Vorlage von 1024×1024 Pixeln beizubehalten, ist ein Resampling nötig. Dies führt jedoch dazu, dass sich die Position des Zielbildes innerhalb der Vorlage ändert. Bei 473 nm verschiebt sich das Bild auf Grund der Vergrößerung weg von der optischen Achse, bei 660 nm entsprechend der Verkleinerung hin zur optischen Achse. Diese Verschiebungen müssen wellenlängenabhängig kompensiert werden. Einfacher ist es jedoch die Skalierung nicht für ein Off- sondern für ein On-Axis Hologramm durchzuführen und die Position des Bildes innerhalb der Vorlage anschließend durch eine wellenlängenabhängige Verschiebung anzupassen. Diese erfolgt nach dem Design des Basis-hologramms. Details dazu werden in den Beschreibungen in Abschnitt 4.2.2 dargestellt.

Zusammenfassend ergeben sich im ersten Designschritt folgende Bedingungen für die Optimierung des Hologramms:

1. Anpassung der Zielbildvorlage
 - a) Verwendung einer 1024×1024 Pixel großen Vorlage für I_Z , wobei das Bild im Bereich W_B liegt und eine Größe von 160×160 Pixel aufweist.
 $\rightarrow C_{B1} : I_Z \in W_B$
 - b) Skalierung der Zielbildvorlage bei Optimierung auf eine Wellenlänge $\neq 532\text{nm}$
 $\rightarrow C_{B2} : I_{Z,\lambda} = I_Z \cdot S_\lambda \in W_D$
2. Berechnung mit IFTA
 - a) Verwendung der Fraunhofer-Näherung als Operator $\mathcal{P}\{\cdot\}$
 - b) Erzeugung eines Phasen-Transmissionshologramms über die Bedingungen C_{I1}^j , C_{I2}^j , C_{H1}^j und C_{H2}^j
 - c) Abbruch der Iterationsschleife gemäß Bedingung C_{I3}^j , nach welcher die Abbruchfunktion $E_F^j \in E_M^j$ definiert ist

Die Abfolge der Berechnungen und das Ergebnis des ersten Designschrittes sind in dem Ablaufdiagramm in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Resultat ist die wellenlängenabhängige Phaseninformation eines einzelnen On-Axis Subhologramms $\varphi_B(x, y)$, durch die ein Testbild

$I_Z(x, y)$ in der Distanz z bei Beleuchtung mit einer ebenen Welle rekonstruiert wird. Im zweiten Designschnitt erfolgt dann der Aufbau der Hologrammmatrix.

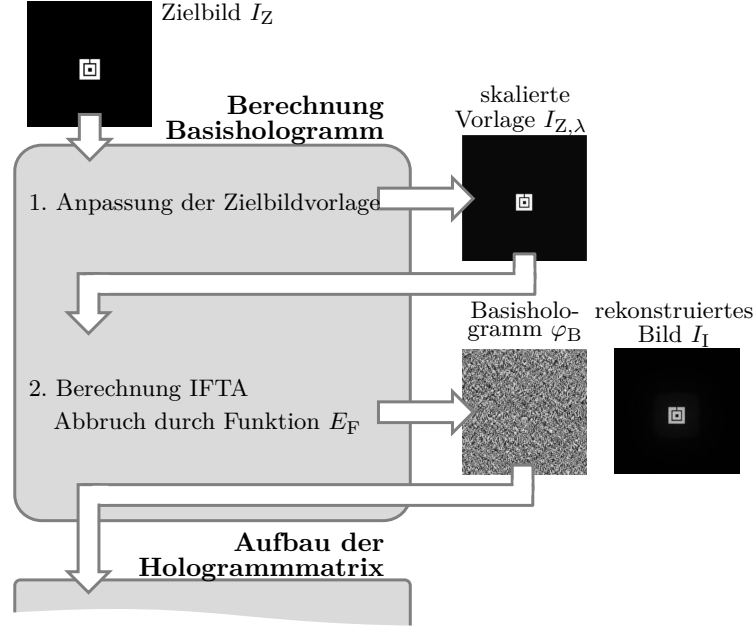


Abbildung 4.6: Ablaufdiagramm für den ersten Designschnitt zur Berechnung des Basishologramms mit den Teilschritten der wellenlängenabhängigen Skalierung der Zielbildvorlage und der Berechnung mittels IFTA. Das Resultat ist das Basishologramm φ_B , welches an den zweiten Designschnitt zum Aufbau der Hologrammmatrix weitergegeben wird.

4.2.2 Virtueller Aufbau der Hologrammmatrix

Zur Realisierung eines Matrix-Hologramms muss aus dem Basishologramm $\varphi_B(x, y)$ eine Matrix von Subhologrammen entwickelt werden. Für den Belichtungsprozess ist daher in einem ersten Schritt die Transformation des On-Axis Basishologramms in ein Off-Axis Hologramm notwendig. Dieses wird im Anschluss $M \times N$ mal repliziert und die rekonstruierten Bilder werden durch Anpassung der Beugungswinkel der einzelnen Subhologramme in Abhängigkeit ihrer Position in der Hologrammmatrix örtlich überlagert. Sowohl zur Umwandlung des Basishologramms in ein Off-Axis Hologramm als auch zu Anpassung der Subhologramme können die Modulationseigenschaften der Fourier-Transformation ausgenutzt werden, welche allgemein beschrieben werden durch [106]

$$h(f_x + \Delta f_x, f_y + \Delta f_y) = \mathcal{F}\{H(x, y) \exp[-i2\pi(\Delta f_x x + \Delta f_y y)]\}. \quad (4.12)$$

Demnach bewirkt eine Modulation mit einer Phasenfunktion in der Signalebene eine Verschiebung um die Ortsfrequenzen $\Delta f_x, \Delta f_y$ in der Fourierebene. Mit Definition der Hologrammebene als Signalebene, wird eine Verschiebung des rekonstruierten Bildes durch eine Modulation der holographischen Information realisiert, wobei die Phasenfunktion einer schräg einfallenden ebenen Welle entspricht. So kann zunächst aus dem On-Axis Basisho-

logogramm ein Off-Axis Hologramm erzeugt werden²

$$\varphi_{B, \text{off}} = \arg \{ \exp[-i\varphi_B] \cdot \exp[-i2\pi(\Delta f_{x, \text{off}} dx_H)] \} \quad (4.13)$$

$$\text{mit } \Delta f_{x, \text{off}} = \frac{\Delta x_{\text{off}}}{\lambda z} \quad (4.14)$$

wobei Δx_{off} der Distanz zwischen der On-Axis Position und dem Bereich W_B in der Bildvorlage (vgl. Abbildung 4.5) entspricht. In dieser Arbeit beträgt der Versatz $\Delta x_{\text{off}} = 256$ Pixel. Mit demselben Prinzip kann nun auch jedes Subhologramm anhand der Position zur optischen Achse mit einem Phasenterm $\varphi_S^{M,N}$ moduliert werden

$$\varphi_S^{M,N} = \arg \{ \exp[-i2\pi(\Delta f_x dx_H M + \Delta f_y dy_H N)] \} \quad (4.15)$$

$$\text{mit } \Delta f_x = \frac{\Delta x}{\lambda z}, \quad \Delta f_y = \frac{\Delta y}{\lambda z} \quad (4.16)$$

wobei Δx und Δy der Verschiebung zwischen zwei Subhologrammen in Ortskoordinaten und M bzw. N der Zeilen- bzw. Spaltennummer in der Matrix entsprechen. Wie es aus Abbildung 4.7 ersichtlich ist, entspricht die Distanz zwischen den Rekonstruktionen von zwei benachbarten Subhologrammen genau deren Distanz zueinander in der Hologrammmatrix, da der Beugungswinkel ohne Modulation für beide gleich ist.

Eine zweite Korrektur, die für eine korrekte Überlagerung der rekonstruierten Bilder zu erfolgen hat, ist die Anpassung einer wellenlängenabhängigen Verschiebung, die nicht durch den SLM hervorgerufen wird, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, sondern durch den Referenzwinkel θ_R . Dieser Winkel sorgt bei dem im Photopolymer aufgenommenen Matrixhologramm dafür, dass die 0. BO und die +1. BO örtlich getrennt dargestellt werden (vgl. Kapitel 2.1.3).

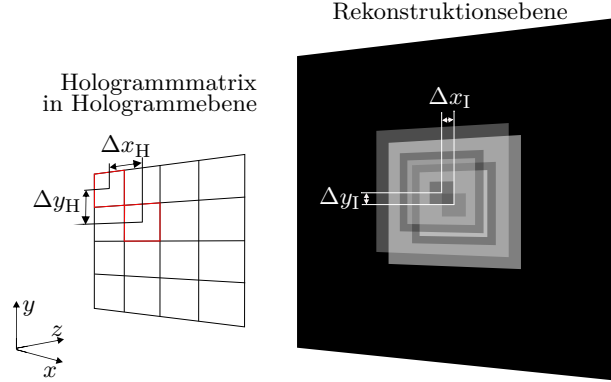


Abbildung 4.7: Darstellung der Rekonstruktionen von zwei benachbarten Subhologrammen ohne Modulation. Die rekonstruierten Bilder entstehen mit einem Versatz von $\Delta x_I, \Delta y_I$ zueinander, der genau dem Versatz der beiden Subhologramme in der Matrix $\Delta x_H, \Delta y_H$ entspricht.

Abweichungen der Rekonstruktionswellenlänge führen gemäß Gleichung (2.15) zu abweichenden Beugungswinkeln. Die Winkeländerung für verschiedene Wellenlängen kann über die erzeugten Ortsfrequenzen der Interferenzstruktur von U_O und U_R bestimmt werden

$$f_{\lambda_R} = \frac{\sin(\theta_R)}{\lambda_R}, \quad f_{\lambda_n} = \frac{\sin(\theta_R)}{\lambda_n} \quad (4.17)$$

$$\Delta f_\lambda = f_{\lambda_R} - f_{\lambda_n}. \quad (4.18)$$

² Die Berechnung kann auch als Addition der Phasenwerte φ erfolgen. Da jedoch keine fortlaufenden Phasenwerte, sondern Werte modulo 2π benötigt werden, erfolgt die Berechnung über die Multiplikation komplexer Phasenfunktionen $\exp(i\varphi)$ mit anschließender Bestimmung der Phase als Argument.

Die Abweichung der Ortsfrequenz auf Grund der Wellenlänge Δf_λ wird über eine Modulation gemäß Gleichung (4.16) einbezogen. Die Phasenmodulation für die Korrektur wird beschrieben durch

$$\varphi_{\Delta\theta_R}^{M,N} = \arg \{ \exp [-i2\pi (\Delta f_{\lambda,x} dx_H M + \Delta f_{\lambda,y} dy_H N)] \}. \quad (4.19)$$

Es ergibt sich damit für die Phasenverteilung jedes Subhologramms

$$\varphi_M^{M,N} = \arg \left\{ \exp(-i\varphi_{B,\lambda}) \exp(-i\varphi_S^{M,N}) \exp(-i\varphi_{\Delta\theta_R}^{M,N}) \right\} \quad (4.20)$$

Das Ablaufdiagramm in Abbildung 4.8 veranschaulicht die beiden Modulationen, die in diesem zweiten Designschritt durchgeführt werden, und deren Resultat beispielhaft an einem Subhologramm.

Für die Formulierung des Optimierungsproblems ergeben sich aus diesem Designschritt folgende Bedingungen:

3. On-Axis zu Off-Axis Verschiebung

$$\rightarrow C_{M1} : \mathcal{P} \{ \exp(-i\varphi_{B,\text{off}}) \} \in W_1$$

4. Positions- & wellenlängenabhängige Verschiebung

a) die Position $P(x, y)$ der rekonstruierten Bilder aller Subhologramme ist gleich

$$\rightarrow C_{M2} : P(I_I^{M,N}(x, y, z_1)) = P(I_I^{0,0}(x, y, z_1))$$

b) die Position $P(x, y)$ der rekonstruierten Bilder bleibt auch bei einer wellenlängenabhängigen Änderung des Beugungswinkels gleich

$$\rightarrow C_{M3} : P(I_I^{M,N}(\theta_{R,\lambda_n})) = P(I_I^{M,N}(\theta_{R,532}))$$

Am Ende des zweiten Designschrittes ergeben sich $M \times N$ Phasenverteilungen der Subhologramme $\varphi_M^{M,N}(x, y)$, welche analog zu ihrer Position in der Hologrammmatrix moduliert sind und so jeweils ein Bild auf der optischen Achse des Matrixhologramms realisieren. Allerdings ist dieses noch immer für ebene Wellen ausgelegt. Es ist daher noch die Anpassung an die Rekonstruktionswellenfront erforderlich, wie sie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

4.2.3 Anpassung an die Rekonstruktionswelle

Im Rahmen des letzten Berechnungsschrittes werden die Subhologramme $\varphi_M^{M,N}(x, y)$ an den Divergenzwinkel bzw. die Wellenfront der Rekonstruktionswelle U_B angepasst, wobei jedes Subhologramm an eine andere, lokal eintreffende Welle angepasst wird. Dieser Schritt dient prinzipiell dazu, das Einbringen einer Kollimationslinse zwischen der Lichtquelle und dem Hologramm bei der Rekonstruktion zu ersetzen. Generell könnte damit auch einfach die Funktion einer Linse mit entsprechender Brennweite zur Kollimation der Rekonstruktionswelle den Hologramminformationen hinzugefügt werden. Klassisch beschreibbare Linsen, wie sphärische, konvexe Linsen, aber auch Freiformlinsen weisen Limitierungen bei der Kollimation von LEDs auf, so dass das Licht weiterhin eine geringe Divergenz aufweist. Es wird daher angenommen, dass die Berücksichtigung der Wellenfront der Rekonstruktionslichtquelle im Design zu besseren Ergebnissen führt, sofern eine realitätsnahe Beschreibung der Welle erfolgt.

Die Anpassung erfolgt sukzessive für die einzelnen Subhologramme in Abhängigkeit von deren Position (M, N) und der lokalen Phaseninformation $\varphi_B^{M,N}(x, y)$ der Rekonstruktionswelle.

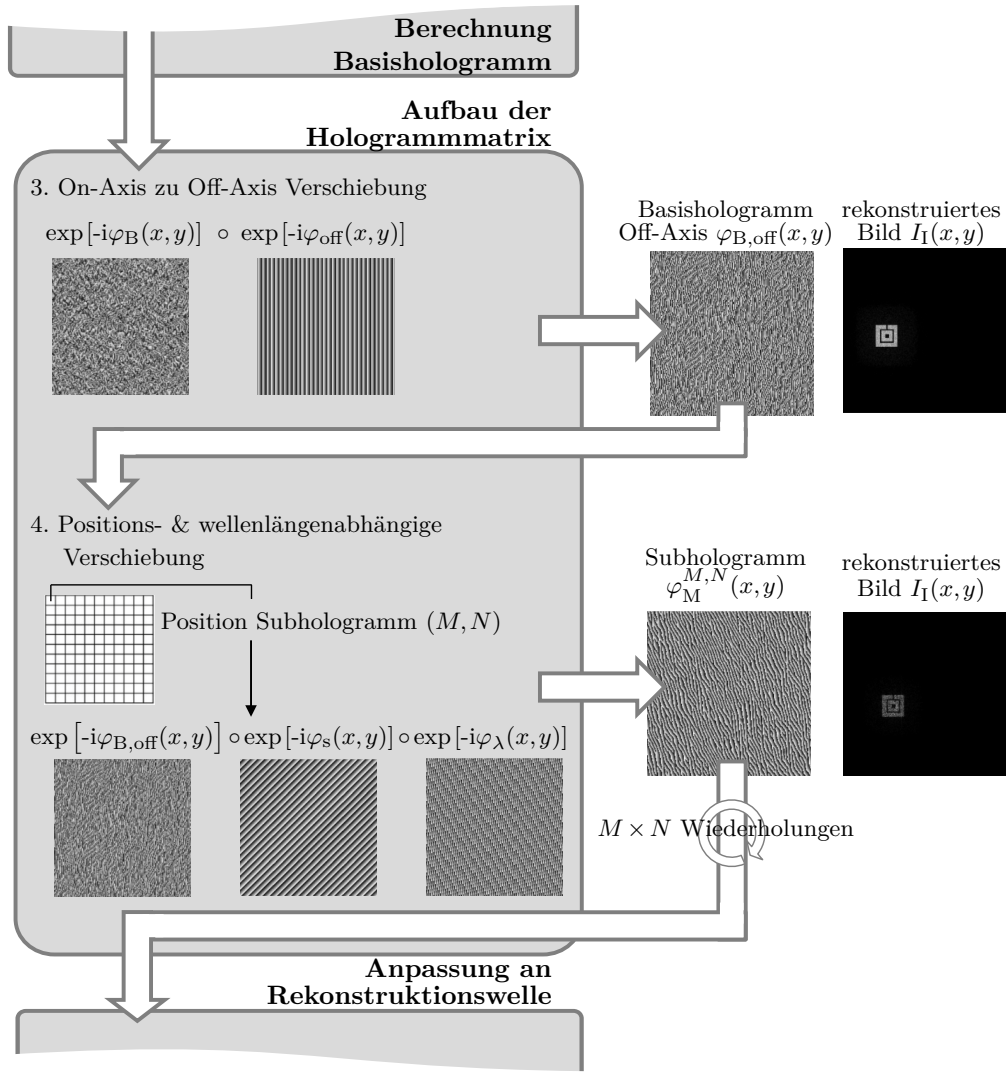


Abbildung 4.8: Ablaufdiagramm für den zweiten Designschnitt zum Aufbau der Hologrammmatrix mit der Off-Axis-Transformation des Basishologramms φ_B und der positions- und wellenlängenabhängigen Modulation der Subhologramme. Das Ergebnis sind $M \times N$ Subhologramme $\varphi_M^{M,N}$, welche an den letzten Designschnitt zur Anpassung an die Rekonstruktionswelle übergeben werden. In dem Diagramm entspricht der Operator \circ einer elementweisen Multiplikation.

Zu unterscheiden ist hier die Information der Rekonstruktionswelle $\varphi_{B,D}$, die im Design genutzt wird und die tatsächliche Phaseninformation $\varphi_{B,R}$ der realen Rekonstruktionswelle. Da die Beschreibung der Welle im Design nicht zwangsläufig identisch mit der realen Welle ist bzw. sein kann, ist eine Unterscheidung für spätere Analysen sinnvoll.

Für die Anpassung wird die konjugiert-komplexe Information $\left\{ -i\varphi_{B,D}^{M,N}(x,y) \right\}^*$ genutzt, um den Divergenzwinkel der eintreffenden Welle auszugleichen

$$\varphi_H^{M,N} = \arg \left\{ \exp \left(-i\varphi_M^{M,N} \right) \exp \left(\left\{ -i\varphi_{B,D}^{M,N} \right\}^* \right) \right\}. \quad (4.21)$$

Die Anpassung des Hologramms kann mit diesem Prinzip für nahezu jede beliebige Wellenfront durchgeführt werden. Eine Limitierung stellt jedoch die Auflösung des SLMs dar, durch welche stark gekrümmte Wellen nicht korrigiert werden können. Der maximal ausgleichbare Divergenzwinkel liegt bei $\pm 4^\circ$, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben. Dies entspricht

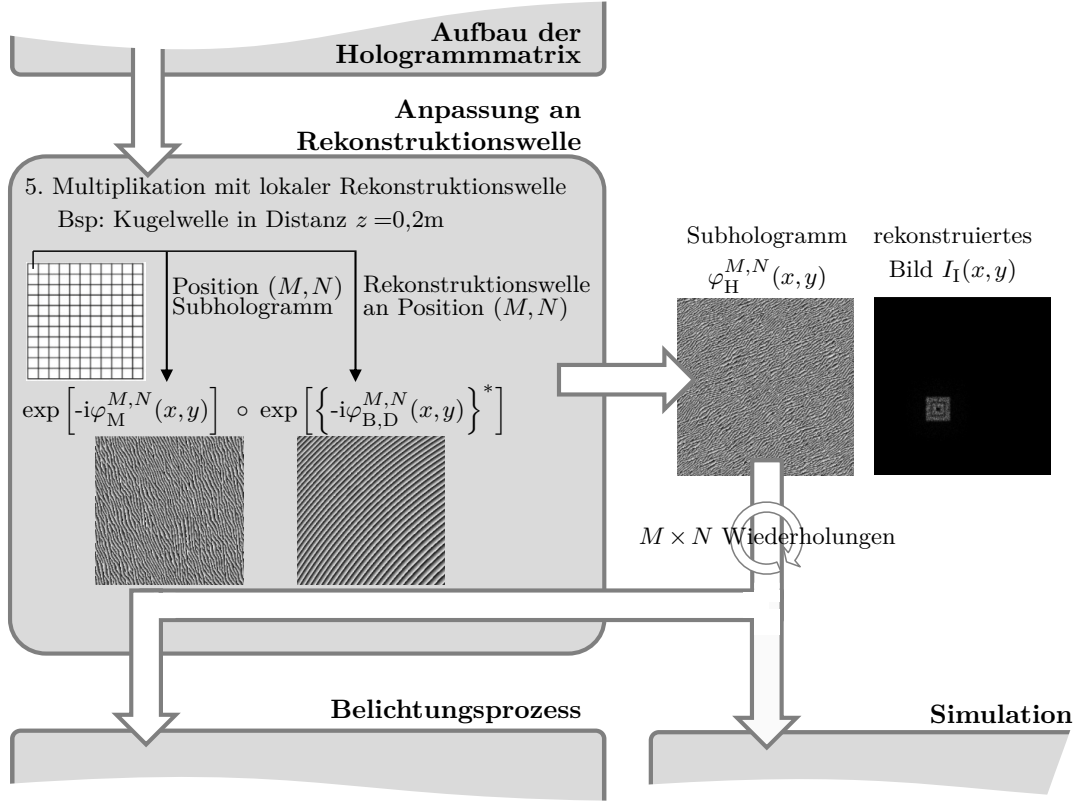


Abbildung 4.9: Ablaufdiagramm für den letzten Designschritt zur Anpassung der Phaseninformation der Subhologramme $\varphi_M^{M,N}$ an die Phaseninformation der Rekonstruktionswelle $\varphi_{B,D}^{M,N}$. Das Resultat ist eine Anzahl von $M \times N$ Subhologrammen $\varphi_H^{M,N}$, welche an die Simulation oder den Belichtungsprozess übergeben werden.

der Ausleuchtung von 11×11 Subhologrammen, bzw. einem $13,75 \text{ mm} \times 13,75 \text{ mm}$ großen Hologramm, mit einer sphärischen Welle aus einer Distanz von $z_r = 0,1 \text{ m}$. Mit Abschluss des letzten Schrittes ist das Ergebnis des Designprozesses ein Satz von $M \times N$ Phasenverteilungen $\varphi_H^{M,N}$, angepasst an eine beliebige Rekonstruktionswelle, wie in Abbildung 4.9 illustriert. Nach Überlagerung mit einer Referenzwelle bei der Hologrammaufnahme (oder simulativ wie in Kapitel 5 beschrieben), wird bei Beleuchtung mit der im Designprozess angenommenen Rekonstruktionswelle das Zielbild bestmöglich rekonstruiert. Bestmöglich bedeutet, dass auftretende Abweichungen zwischen der Wellenbeschreibung im Design und der realen Rekonstruktionswelle die Qualität der Rekonstruktion beeinflussen. Es lässt sich als Bedingung C_R für die Hologrammoptimierung festhalten, dass die Abweichung zwischen der Rekonstruktionwellen-Beschreibung $\varphi_{B,D}^{M,N}$ und der realen Rekonstruktionswelle $\varphi_{B,R}^{M,N}$ möglichst gering sein muss, um eine geringe Abweichung zwischen idealer und realer Rekonstruktion zu erhalten. Es gilt daher

$$C_R : \arg \min_{\varphi_{B,D}^{M,N} \in \Phi} \left\{ \left| \varphi_{B,D}^{M,N} - \varphi_{B,R}^{M,N} \right|^2 \right\}, \quad \Phi = \left\{ \varphi_{B,D}^{M,N} \in \mathbb{D}^3 \right\} \quad (4.22)$$

Wie in Kapitel 3.3 festgelegt, werden in dieser Arbeit verschiedene Ansätze zur Beschreibung der LED Wellenfront betrachtet, um die beste Approximation zu finden und damit auch das bestmögliche rekonstruierte Bild zu erhalten. Im folgenden Abschnitt wird dargestellt, wie die lokalen Phaseninformationen der Rekonstruktionswelle $\varphi_{B,D}^{M,N}$ für verschiedene Approximationen bestimmt werden.

4.3 Bestimmung von Wellenfronten

Zur genauen Beschreibung der LED für das Hologrammdesign können die in Kapitel 2.3 dargestellten Approximationen genutzt werden. Allerdings stellen diese Beschreibungen lediglich theoretische Näherungen dar und nicht die tatsächlich emittierte Welle der LED. Daher wurde im Rahmen einer studentischen Arbeit (M. Giehl, [S14]) ein Ansatz für die Ermittlung der von einer LED emittierten Wellenfronten entwickelt (s. auch [114–116]). Im Folgenden wird zunächst auf zwei Verfahren zur Wellenfrontmessung, den SHS und interferometrische Ansätze, eingegangen. Das Mess- und Auswertungskonzept des entwickelten Ansatzes werden darauffolgend und im Anschluss die gemessenen Wellenfronten dargestellt.

4.3.1 Verfahren zur Wellenfrontmessung

Shack-Hartmann Sensoren

Der SHS stellt ein Standardverfahren zur Messung von Wellenfronten dar, der Anwendung in unterschiedlichsten Bereichen findet, wie der Ophthalmologie [117], der Astronomie [118, 119], der Vermessung optischer Komponenten [120] oder der Mikroskopie [121]. Das Prinzip dieser Sensoren ist in Abbildung 4.10 schematisch dargestellt. Der Sensor besteht im wesentlichen aus einem zwei-dimensionalen Detektor (bspw. einem CCD-Detektor) und einem zwei-dimensionalen Mikrolinsenarray (MLA), dessen Fokusebene der Detektorebene entspricht. Die Linsen des MLAs sind so ausgelegt, dass bei Eintritt einer ebenen Welle eine Spotabbildung auf dem Detektor erfolgt, wobei die Spots auf der optischen Achse der einzelnen Linsen liegen. Trifft dagegen eine deformierte Welle auf das MLA, verschieben sich die Spots auf dem Detektor in Abhängigkeit des lokalen Einfallswinkels an den Einzellinsen. Anhand der Verschiebung kann auf die Wellenkrümmung geschlossen werden. Von Vorteil bei der Verwendung von SHS sind die geringen Anforderungen an die zu vermessende Lichtquelle. Häufig werden zwar Laserquellen genutzt, aber auch Lichtquellen mit geringerer Kohärenz und höherer spektraler Bandbreite sind für den Einsatz geeignet. In der Ophthalmologie bspw. werden Superlumineszenzdiolen verwendet, die Bandbreiten im Bereich von 20 nm (FWHM) oder mehr aufweisen [122, 123]. Diese Werte sind denen von schmalbandigen LEDs sehr ähnlich, womit sich der SHS als Messinstrument für die Wellenfrontmessung dieser Lichtquellen eignet. Es gibt jedoch Limitierungen, die sich auch im

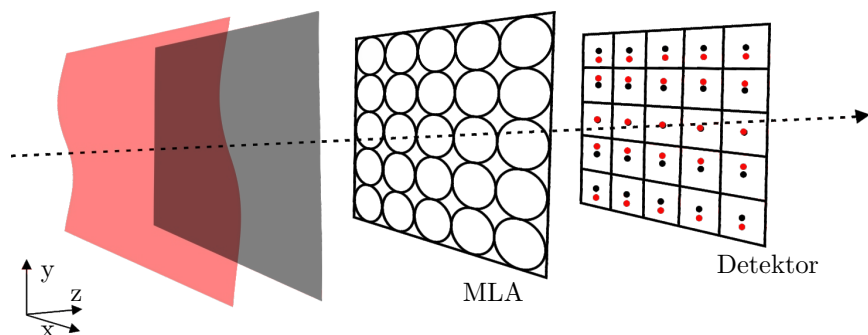


Abbildung 4.10: Prinzip eines SHS. Das MLA erzeugt entsprechend der eintreffenden Wellenfront Spots auf dem Detektor. Bei einer ebenen Welle (schwarz) liegen die Spots auf der optischen Achse der Einzellinsen, bei einer deformierten Welle (rot) werden die Spots entsprechend der lokalen Krümmung lateral verschoben.

Rahmen studentischer Arbeiten (A. Richter: [S5], [S6] und G. Schindler [S7]) zeigten. Die Auflösung von SHS ist durch die Anzahl der Mikrolinsen begrenzt und liegt im Bereich von 1 bis 10 Linsen/mm [124]. Durch die geringe Anzahl der Messpunkte kann es bei kleinen lokalen Unterschieden in der Wellenfront zu Messungenauigkeiten kommen. Starke Wellenfrontkrümmungen führen zudem dazu, dass die Spots auf dem Detektor weit von der optischen Achse der Linsen verschoben werden und die Zuordnung erschwert wird [125]. Diese Aspekte führen in Kombination mit systematischen Unsicherheiten bei der Herstellung und Justage der Sensorkomponenten dazu, dass die Beurteilung von Absolutmessungen mit SHS auf Grund des Fehlens von LED-Referenzen nicht möglich ist. Forschungen mit anderen optischen Elementen wie axikonischen oder nanostrukturierten Linsenarrays bieten zwar Vorteile bzgl. der messbaren Einfallswinkel [125] und der Auflösung [124], sind aber in aktuell verfügbaren SHS nicht enthalten.

Interferometrische Ansätze

Es existieren unterschiedliche Ansätze, um Wellenfronten mittels Interferometern zu bestimmen. Beispiele sind das Shearing-Interferometer (SI) [126] oder das Point-Diffraction-Interferometer (PDI) [127]. Alle Ansätze basieren darauf, dass die zu vermessende Welle mit sich selbst zur Interferenz gebracht wird. Bei dem SI wird die Lichtwelle in zwei Wellen geteilt, die dann versetzt zueinander überlagert werden, wie es in Abbildung 4.11.a dargestellt ist. Ein anderer Ansatz wird bei dem PDI verfolgt, bei welchem die Lichtwelle nicht aufgeteilt wird. Stattdessen passiert diese eine teiltransparente Maske mit einer Punktblende. Während ein Teil der Welle durch die Maske transmittiert wird, erzeugt die Punktblende eine sphärische Referenzwelle (vgl. Abbildung 4.11.b). Für Details zu den einzelnen Verfahren wird auf [128] und [129] verwiesen. Vorteile von interferometrischen Messungen im Vergleich zum SHS sind die höhere Sensitivität gegenüber Abweichungen der zu vermessenden Welle zur Referenzwelle und die höhere Auflösung der Messungen. Hinzu

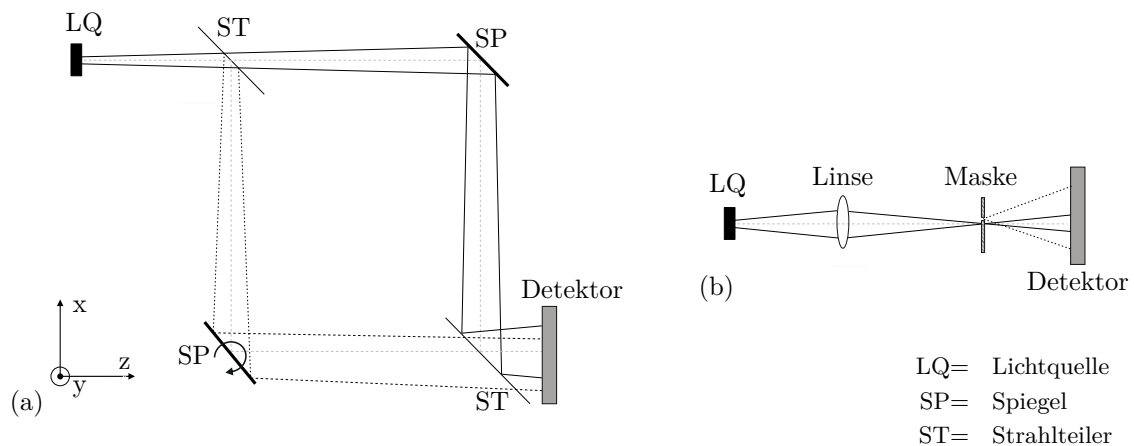


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Prinzipien eines SIs (a) und eines PDIs (b).

kommt, dass Limitierungen durch den Aufbau und durch die Auswertungsalgorithmen bei einer selbst durchgeführten Justage und Implementierung besser einzuschätzen sind. Der Justageaufwand ist jedoch bei den Interferometern deutlich höher. Nachteile zeigen sich außerdem bzgl. der Lichtquelleneigenschaften. Um Interferenzeffekte sichtbar erzeugen zu können, muss die Kohärenzlänge der Lichtquelle länger als die Abweichungen zwischen den Weglängen der Teilwellen im Interferometer sein. Zudem benötigt insbesondere das SI eine

hohe örtliche Kohärenz [129], da bei diesem Verfahren unterschiedliche lokale Bereiche der Wellen überlagert werden. Ein weiterer Nachteil dieses Interferometers ist die Anzahl notwendiger Messungen für einen radial symmetrischen Bereich der Wellenfront. Hierzu sind zwei Messungen mit Versatz in x - und zwei mit Versatz in y -Richtung notwendig [129]. Auch beim PDI werden mehrere Messungen empfohlen, wobei verschiedene Blenden zu verwenden sind [128]. Da es sich bei diesen Blenden um Spezialanfertigungen handelt, ist die Umsetzung entsprechend aufwendiger. Zudem kommt es durch geringe Transmittivität dieser Blenden zu geringen Kontrasten und größeren Rauscheinflüssen des Detektors.

Im Rahmen verschiedener studentischer Arbeiten (s. A. Richter [S5], [S6], G. Schindler [S7], J.-P. Hausen [S10] und M. Giehl [S12]) wurden die Vor- und Nachteile der interferometrischen Verfahren und des SHS verglichen. Auf Grund der mit einer LED-Vermessung einhergehenden Anforderungen an den Messaufbau, dessen Genauigkeiten, Sensitivität und Möglichkeiten der Ergebnisauswertung, wurde ein Aufbau auf Basis eines Mach-Zehnder Interferometers und ein Analysealgorithmus zur Berechnung der Phaseninformationen entwickelt (s. auch [114–116]). Auf die wesentlichen Aspekte des neuen Konzeptes wird im Folgenden kurz eingegangen.

4.3.2 Interferometerbasierter Ansatz zur Wellenfrontmessung von LEDs

Messaufbau

Basis des Konzeptes ist ein Mach-Zehnder Interferometer [27], mit welchem das von einer LED emittierte Licht in eine Referenz- und eine Messwelle geteilt wird, wie es anhand von Abbildung 4.12 ersichtlich ist. Dies erfolgt durch einen Strahlteiler. Der Referenzstrahlengang ist in Abbildung 4.12 als *Strahlengang 1* gekennzeichnet. Dieser beinhaltet Linsen (L) zur Fokussierung auf eine punktförmige Lochblende (LB) mit $10\,\mu\text{m}$ Durchmesser, mittels welcher eine sphärische Referenzwelle erzeugt wird. Durch den als *Strahlengang 2* gekennzeichneten Strahlengang der Messwelle bleibt die emittierte Welle der LED nahezu unbeeinflusst. Lediglich ein ND-Filter zur Intensitätsanpassung und zwei verstellbare optische Keile zur Weglängenänderung befinden sich in diesem Strahlengang. Durch die Justage der Keile wird der durch die Linsen im Referenzstrahlengang hervorgerufene optische Wegunterschied ausgeglichen und es werden Phasenschübe für die Ermittlung der Wellenfronten erzeugt. Da die im folgenden Abschnitt *Bestimmung der komplexen Phase* dargestellten Berechnungsansätze zur Phasenrückgewinnung aus den Interferenzbildern einen beliebigen Phasenversatz erlauben, kann auf die Verwendung von $\lambda/4$ - oder $\lambda/2$ -Plättchen verzichtet werden. Stattdessen erfolgt eine Verschiebung der optischen Keile zueinander. So werden optische Wegunterschiede vermieden, die durch kleinste Verkippungen der Verzögerungsplättchen entstehen können. Die zueinander phasenverschobenen Wellen beider Strahlengänge werden über einen zweiten Strahlteiler überlagert und das Interferenzmuster mit einem CCD-Detektor erfasst.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messreihen wurde eine automobiltypische Weißlicht-LED (Luxeon F Premium, Philips) verwendet. Bevor die Wellen der LED auf den ersten Strahlteiler treffen, werden sie durch einen Polarisationsfilter und einen schmalbandigen Bandpassfilter geleitet. Dabei werden Farbfilter der Wellenlängen $\lambda_{p,g} = 532\text{nm}$, $\lambda_{p,a} = 590\text{nm}$ und $\lambda_{p,r} = 620\text{nm}$ mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda = 10\text{nm}$ genutzt. Ziel ist es, Abweichungen in der Wellenfrontform bei unterschiedlichen Wellenlängen zu betrachten. Die Verwendung des Polarisationsfilters erhöht zusätzlich den Kontrast der Interferenzbilder.

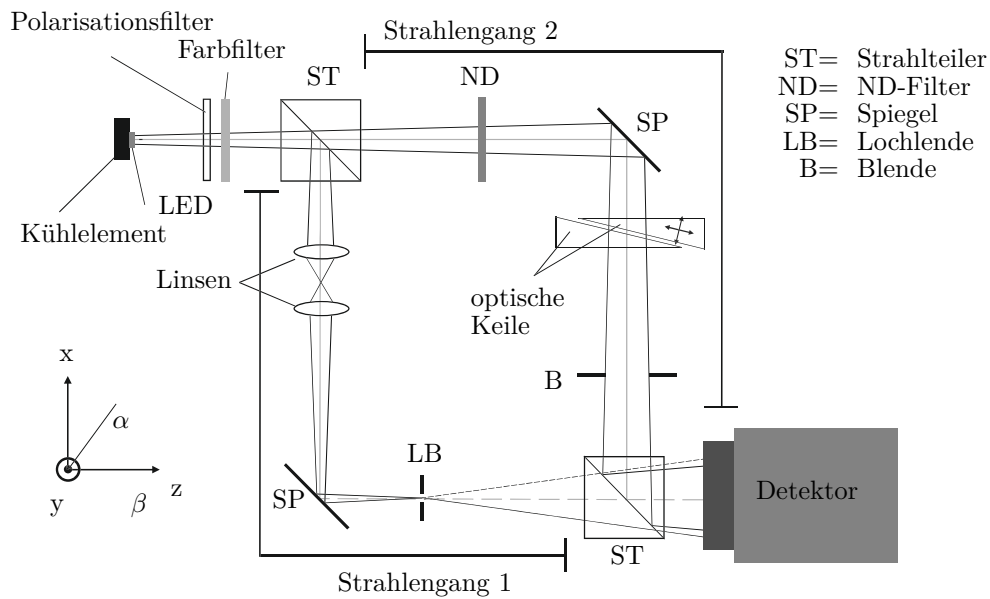


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung des Interferometers zur Ermittlung der LED-Wellenfronten.

Messablauf

Der in dem beschriebenen Interferometer verwendete CCD-Detektor hat eine Auflösung von $3,6 \mu\text{m}$, was die detektierbaren Interferenzmuster auf einen Bereich von $2,95 \text{ mm} \times 2,95 \text{ mm}$ beschränkt. Dies entspricht einem Winkelbereich von $\pm 0,42^\circ$. Im Vergleich zu dem gesamten Abstrahlwinkel der LED von $\pm 60^\circ$ FWHM ist das ein sehr kleiner Ausschnitt der Welle. Um den Messbereich der Wellenfront zu vergrößern und an in Abschnitt 4.2.3 genannte Hologrammgröße von $13,74 \text{ mm} \times 13,75 \text{ mm}$ anzupassen, wird die LED in zwei Achsen rotiert, wobei sieben Messungen in lateraler Richtung mit einer Schrittweite $0,8^\circ$ für vier Azimutwinkel von 45° durchgeführt werden. Die Schrittweite und Anzahl an Messungen resultiert aus dem Aufwand für die Datenaufbereitung und die Phasenrückgewinnung. Im Hinblick auf den Abstrahlwinkel der LED ist der durch die 7×4 Messungen abgedeckte Winkelbereich mit $\pm 2^\circ$ noch immer sehr klein, deckt aber bei einer Entfernung von 205 mm den gewünschten Bereich von $13,74 \text{ mm} \times 13,75 \text{ mm}$ ab. Somit ist eine erste Einschätzung des Verfahrens durch Auswertung der Hologrammrekonstruktionen möglich. Für jede Messung an den 28 festgelegten Punkten werden Interferenzbilder mit unterschiedlichem Phasenversatz aufgenommen. Wie im vorangegangenen Abschnitt *Messaufbau* dargestellt, wird der Phasenversatz durch Verschiebung der optischen Keile im Interferometer erzeugt. Bei 28 Messpositionen ergeben sich 56 Phasenbilder pro Wellenlänge, die für die Auswertung genutzt werden. Für jede Messposition werden die im Folgenden vorgestellten Berechnungsschritte durchgeführt und zu einem Ergebnis kombiniert.

Bestimmung der komplexen Phase

Im Rahmen der Wellenfrontrekonstruktion werden für jede Messposition die zwei aufgenommenen Interferenzbilder I_1 und I_2 in Vektorform dargestellt, wobei angenommen wird, dass die Hintergrundintensität der Interferenzmuster bei beiden Bildern gleich ist. Mit dem Gram-Schmidt Orthonormalisierungsverfahren (GSO) [130] werden die Vektoren zunächst

orthogonalisiert und dann normiert. Die Orthogonalisierung entspricht einer Projektion von I_2 auf I_1 und resultiert in dem zu I_1 orthogonalen Vektor I_\perp . Die Vektoren I_1 und I_\perp werden im Anschluss normiert, womit sich die Vektoren \hat{I}_1 und \hat{I}_\perp ergeben, welche in die komplexe Form

$$I_c(x, y) = \hat{I}_1(x, y) - i\hat{I}_\perp(x, y) \quad (4.23)$$

überführt werden [114]. Der Winkel, den I_c in der komplexen Ebene einnimmt, entspricht dem gesuchten Phasenwert φ [131]

$$\varphi(x, y) = \arctan \left[\frac{-\hat{I}_\perp}{\hat{I}_1} \right]. \quad (4.24)$$

Wie in Abbildung 4.12 dargestellt, wird zur Erzeugung der Referenzwelle eine Lochblende mit einer Öffnung von $10\,\mu\text{m}$ verwendet. Diese reduziert jedoch die Intensität der Welle sehr stark und erhöht die Rauschanteile im Interferenzbild. Wie von Giehl [S14] gezeigt, führt dies zu fehlerhaften Ergebnissen des GSOs. Um das Rauschen zu unterdrücken, wird das komplexe Interferenzbild I_c im Hinblick auf Ortsfrequenzen innerhalb des Bildes analysiert und das Rauschen mittels der Continuous Wavelet Transform (CWT) [132–135] entfernt. Das Verfahren ist ähnlich dem einer Fourier-Transformation, bei welcher Sinus- oder Cosinusanteile verschiedener Frequenzen eines Signals ermittelt werden. Bei der CWT ist jedoch die Analyse nicht nur frequenz- sondern auch ortsabhängig. Die Ortsfrequenzen im Bild werden mit so genannten Wavelets analysiert, bei welchen es sich um lokale Funktionen handelt. Die Wavelets resultieren aus der Skalierung und Rotation einer Kernfunktion, dem Motherwavelet. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen wird das Morlet-Wavelet genutzt [133]. Mathematisch entspricht die Analyse mittels CWT einer Faltung des Motherwavelets mit dem Interferenzbild. Das Ergebnis sind Wavelet-Koeffizienten \mathcal{K}_{CWT} , deren Werte die Übereinstimmung der Wavelets mit lokalen Bereichen des Interferenzbildes beschreiben. Die Wavelet-Koeffizienten, die zu einem maximalen Wert des Wavelets führen, werden auch als Wavelet-Ridge bezeichnet und können analog zu Gleichung (4.24) für die Bestimmung der lokalen Phase genutzt werden. Dazu werden der Real- und der Imaginärteil der Koeffizienten genutzt [135]

$$\varphi(x, y) = \arctan \left[\frac{\mathcal{I}\{\mathcal{K}_{\text{ridge}}\}}{\mathcal{R}\{\mathcal{K}_{\text{ridge}}\}} \right]. \quad (4.25)$$

Berechnung der LED-Wellenfront

Nachdem aus den Interferenzbildern die Phase bestimmt wurde, kann die Rekonstruktion der Wellenfront erfolgen. Dazu wird zunächst die Phase der Referenzwelle abgezogen, um lediglich die Information der LED Wellenfront zu erhalten. Die im Referenzstrahlengang verwendete Punktblende dient der Realisierung einer sphärischen Referenzwelle. Allerdings ist die Ausdehnung der Punktblende zu groß, um eine ideale Kugelwelle zu erzeugen³. Giehl konnte zeigen, dass die Näherung der Referenzwelle durch Berechnung des Beugungsbildes einer ebenen Welle an einer $10\,\mu\text{m}$ Blende mit der RS-Approximation zu besseren Ergebnissen führt, als die Annahme einer sphärischen Referenzwelle [S14]. Nach Abzug der Referenzwelle wird das 2π -modulierte Phasenbild in ein kontinuierliches Phasenbild mittels Phaseunwrapping Methoden transformiert. Im einfachsten Fall werden dazu die Phasenwerte von der Mitte zum Rand des Bildes hin aufaddiert, sobald die Intervallgrenze von

³ Dieses Problem ist auch bei PDIs bekannt. Bei der Wahl des Blendendurchmessers muss immer der Kompromiss zwischen der Annäherung an eine Kugelwelle und der Intensität der Referenzwelle gefunden werden [127].

2π erreicht ist. Dieser Ansatz zeichnet sich durch kurze Berechnungszeiten aus, ist jedoch bei Störstellen im Bild sehr fehleranfällig. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Phasenbilder können in den meisten Fällen mit dieser einfachen Methode aufgerollt werden. In seltenen Fällen sind komplexere Algorithmen notwendig, wie die Successive Over Relaxation Method [136], bei welchen ein kontinuierlicher Abgleich zwischen aufgerollter und modulierter Phase stattfindet [136, 137].

Nach Anwendung der vorgestellten Berechnungsschritte ergeben sich 28 aufgerollte Phasenbilder, die für die Rekonstruktion der LED-Wellenfront genutzt werden können. Diese werden entsprechend des Winkelbereichs, den sie repräsentieren, aneinander gesetzt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass benachbarte Messungen nicht die gleiche Wellenfront abbilden, wenn der Krümmungsradius der Welle nicht konstant dem Abstand zwischen LED und Detektor entspricht. Wie Giehl zeigt, werden durch die Korrektur unter Berücksichtigung der Detektorposition und -ausrichtung und der örtlichen Distanz lokaler Wellenfronten bessere Ergebnisse für die gesamte Wellenfront erzielt als bei einfacher Aneinanderreihung der Phasenbilder.

Da insbesondere die Schrittweite der Messungen in azimuthaler Richtung mit 45° groß gewählt wurde, weist die resultierende Wellenfront deutliche Lücken auf. Um eine geschlossene Wellenfront zu erhalten, wird die berechnete Wellenfront durch Zernike-Polynome angenähert, wobei die Implementierung nach [138] und [139] erfolgt und die ersten acht Koeffizienten Z_l , $l = 1 \dots 8$ berücksichtigt werden. Die so gefittete Wellenfront kann im Anschluss für die Optimierung der Hologramme wieder auf ein 2π -Intervall reduziert werden. Durch Einteilung der Phasenverteilung in eine Anzahl von $M \times N$ lokalen Wellenfronten $\varphi_{B,D}^{M,N}$, können die berechneten Wellenfrontinformationen nach Gleichung (4.21) in das Hologrammdesign einbezogen werden.

Die gefitteten, kontinuierlichen Wellen lassen sich zudem nutzen, um bspw. die Wellenfrontkrümmung anhand des Betrags des Koeffizienten Z_4 zu analysieren. Ein Vergleich mit der Krümmung anderer Wellenfrontapproximationen (vgl. Kapitel 2.3) ist möglich, indem diese ebenfalls durch die Zernike-Polynome angenähert werden. Die Beträge der Koeffizienten für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Approximationen und Wellenlängen werden im Folgenden dargestellt.

Ergebnisse der Wellenfrontmessung

Mit dem vorgestellten Mess- und Auswertungskonzept wurde die Luxeon LED in Kombination mit den drei Farbfiltern (s. Abschnitt *Messaufbau*) vermessen und die Wellenfronten und der Zernike-Koeffizient Z_4 bestimmt. Zum Vergleich wurden ebenfalls die Koeffizienten für die Wellenfronten der RS-, der Huygens und der sphärischen Approximation berechnet. Die Ergebnisse für die theoretisch und die experimentell ermittelten Wellenfronten bei der Wellenlänge 532 nm sind in Tabelle 4.1 aufgezeigt (s. auch [114–116]).

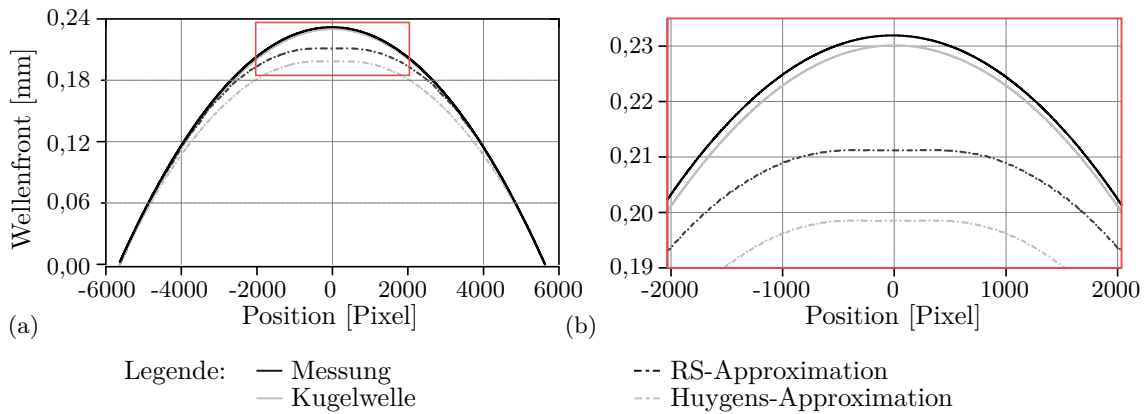
Die drei theoretischen Approximationen Kugelwelle, RS- und Huygens-Approximation wurden bereits in Kapitel 2.3 diskutiert. Es wurde die Vermutung aufgestellt, dass auf Grund der endlichen Ausdehnung der lichtemittierenden Fläche und auf Grund der Phosphorkonvertierung des Lichts die Beschreibung einer LED als Kugelwelle nicht realitätsnah genug ist. Daher war die Annahme, dass die Einbeziehung der LED-Fläche bei der RS- und der Huygens-Approximation zu besseren Ergebnissen führen würde. Die Messergebnisse zeigen jedoch eine andere Tendenz. Anhand der Tabelle ist ersichtlich, dass die gemessene Wellenfront die stärkste Krümmung für alle Wellenlängen aufweist ($|Z_{4,532}| = 164,57$, $|Z_{4,590}| = 148,33$, $|Z_{4,620}| = 141,30$), welche jedoch nur geringfügig von der Krümmung der Kugelwelle abweicht ($|Z_{4,532}| = 164,16$, $|Z_{4,590}| = 148,02$, $|Z_{4,620}| = 140,68$). Im Vergleich dazu zeigen die

Tabelle 4.1: Betrag der berechneten Zernike Koeffizienten Z_4 für die verschiedenen Wellenfrontapproximationen bei 532 nm Wellenlänge.

| Approximation | Huygens | | RS | | Kugelwelle | | Messung | |
|---------------|----------------|--------|----------------|--------|----------------|--------|----------------|--------|
| | λ [nm] | Z_4 | λ [nm] | Z_4 | λ [nm] | Z_4 | λ [nm] | Z_4 |
| | 532 | 138,10 | 532 | 151,60 | 532 | 164,16 | 532 | 164,57 |
| | 590 | 124,23 | 590 | 133,48 | 590 | 148,02 | 590 | 148,33 |
| | 620 | 118,15 | 620 | 128,36 | 620 | 140,86 | 620 | 141,30 |

Huygens-Approximation ($|Z_{4,532}| = 138,10$, $|Z_{4,590}| = 124,23$, $|Z_{4,620}| = 118,15$) und die RS-Approximation ($|Z_{4,532}| = 151,60$, $|Z_{4,590}| = 133,48$, $|Z_{4,620}| = 128,36$) deutlich geringere Krümmungen. Um zu veranschaulichen, wie die Koeffizienten und die Wellenfrontkrümmung zusammenhängen, sind Schnittbilder durch die Wellenfronten für die einzelnen Approximationen für 532 nm in Abbildung 4.13 dargestellt.

Deutlich ist erkennbar, dass die Krümmung und auch die Form der gemessenen Welle und der Kugelwelle sehr ähnlich sind, während die mit RS und Huygens berechneten Wellen neben der geringeren Krümmung auch eine andere Form zeigen. Nahe der optischen Achse ist deutlich eine Plateau Bildung zu sehen, die für die RS-Approximation ausgeprägter ist als für die Huygens-Approximation. Diese Abflachung spiegelt die Ausdehnung der LED wider. Beide Approximationen beschreiben die Welle durch eine Einhüllende vieler Kugelwellen. Da der Ursprung aller Kugelwellen in der gleichen Ebene liegt, nähert sich die Einhüllende im Bereich der optischen Achse einer ebenen Welle an, während mit größerer Distanz der Einfluss der Krümmungen der Kugelwellen stärker wird. Inwiefern die Messergebnisse die emittierten Wellen der LED korrekt wiedergeben und damit für eine Verbesserung der Hologrammrekonstruktionen führen, wird in Kapitel 6.2.6 dargestellt.

**Abbildung 4.13:** Schnittbilder der Wellenfronten für 532nm, ermittelt durch die unterschiedlichen Approximationen und die gemessene Wellenfront, (a) für den gesamten Messbereich, (b) vergrößerte Darstellung des rot umrandeten Bereichs in (a).

Rekonstruktion computerbasierter Hologramme

In diesem Kapitel werden der Simulationsalgorithmus und die experimentelle Überprüfung von Designparametern und Simulationsergebnissen erläutert. Zunächst werden in Abschnitt 5.1 die Ansätze zur realistischen Visualisierung der rekonstruierten Bilder unter Verwendung verschiedener Rekonstruktionslichtquellen dargestellt. Die darauf folgenden Abschnitte beinhalten Erläuterungen zum experimentellen Aufbau (Abschnitt 5.2), der Auswertungsmethodik zur Analyse der Simulations- und der experimentellen Ergebnisse sowie der Inhalte der durchgeführten Versuchsreihen (Abschnitt 5.3). Die Ergebnisse selbst werden in Kapitel 6 dargestellt und diskutiert.

5.1 Simulationsansatz zur Rekonstruktion mit LED-Beleuchtung

Das Ergebnis des Designalgorithmus nach Kapitel 4 ist eine Phasenverteilung, die lediglich die Objektwelle bei der Hologrammaufnahme beschreibt. Die realitätsnahe, simulative Visualisierung des rekonstruierten Bildes erfordert daher die Berücksichtigung des Aufnahmeprozesses auf der einen Seite und die Beschreibung der Rekonstruktion auf der anderen Seite. Dazu ist die Betrachtung von drei Wellen erforderlich. Für die Aufnahme sind die Objektwelle U_O , deren Phaseninformation der im Designprozess berechneten Phasenverteilung $\varphi_H^{M,N}$ entspricht, und die Referenzwelle U_R von Interesse. Für die Rekonstruktion bzw. Beleuchtung des Hologramms ist die Welle U_B zu berücksichtigen, welche in ihren Eigenschaften sowohl von der Referenzwelle als auch von der im Design genutzten Rekonstruktionswelle $U_{B,D}$ abweichen kann. Mit der Propagation durch das Hologramm verändert die Rekonstruktionswelle ihre Eigenschaften und wird, wie in Kapitel 2.1.3 bereits eingeführt, unmittelbar hinter dem Hologramm als modulierte Welle U_M bezeichnet. Durch die Propagation von der Hologramm- in die Rekonstruktionsebene unterliegt die Welle einer weiteren Änderung und wird schließlich als resultierende Welle U_I bezeichnet. Die Berechnung der verschiedenen Wellen erfolgt schrittweise, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, und wird im Folgenden erläutert.

Überlagerung der Objekt- und Referenzwelle

Die Überlagerung der berechneten Objektwelle $U_O^{M,N}(\mathcal{H}) = \exp\{-i\varphi_H^{M,N}\}$ mit der im Beleuchtungsprozess verwendeten Referenzwelle $U_R(\mathcal{H})$ wird nach Gleichung (2.24) als Intensitätsverteilung in der Hologrammebene beschrieben, welche durch die Addition der beiden Wellen entsteht. Es ergibt sich für ein Subhologramm mit einer ebenen, im Winkel θ_R einfallenden Referenzwelle

$$I_{H,R}^{M,N}(\mathcal{H}) = \left| \exp[-i\varphi_H^{M,N}] + \exp[-i2\pi\Delta f_x x] \right|^2, \quad (5.1)$$

mit der Ortsfrequenz $\Delta f_x = \sin(\theta_R)/\lambda$. Die Amplituden der Wellen werden als konstant $A_O = A_R = 1$ angenommen.

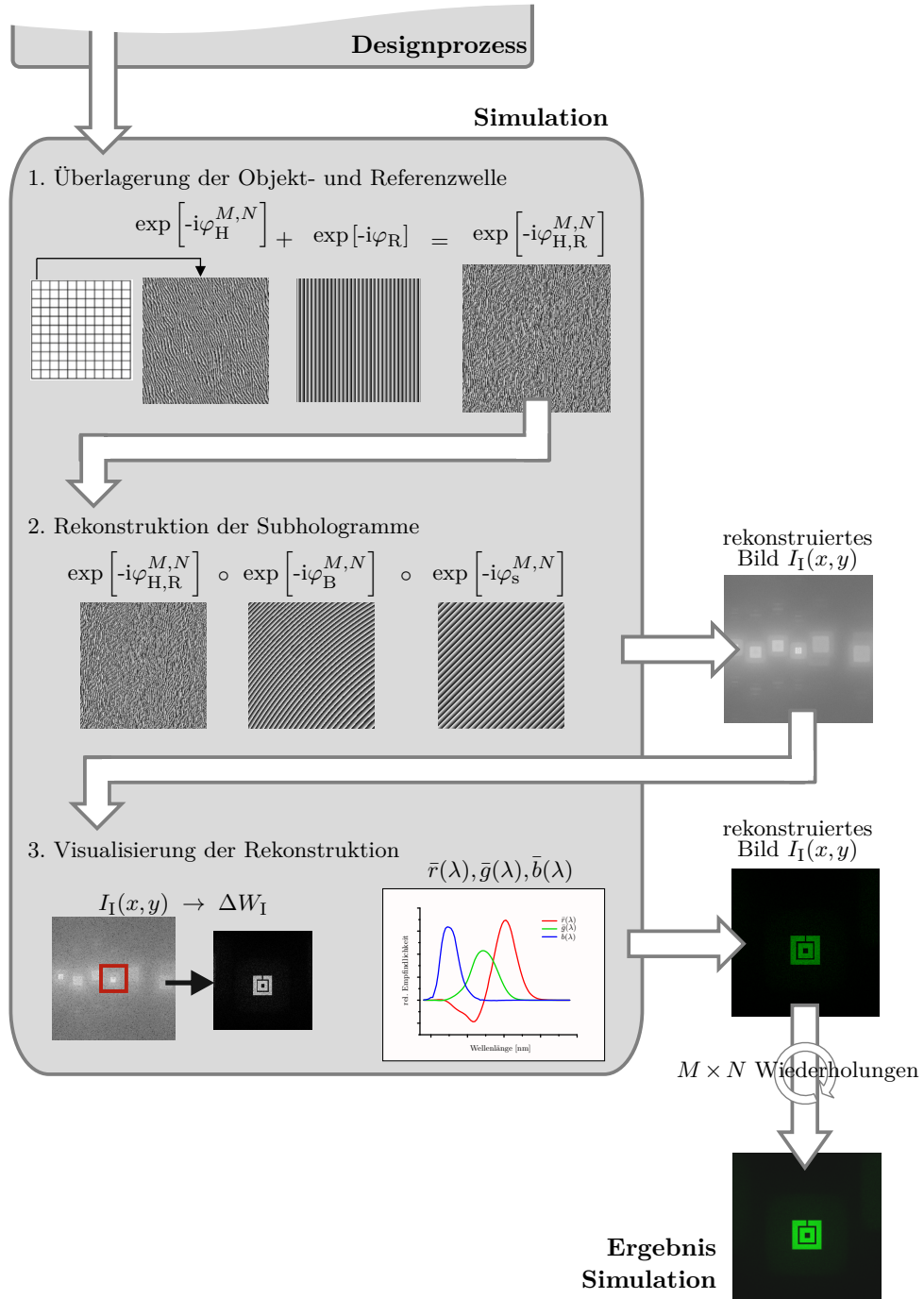


Abbildung 5.1: Ablaufdiagramm für die durchgeführten Schritte zur realitätsnahen Visualisierung der rekonstruierten Bilder im Rahmen der Simulation.

Die Überlagerung der beiden Wellen führt zu einer Verkleinerung der Hologrammstrukturen, wobei die entstehende Strukturgröße abhängig vom Einfallswinkel θ_R ist. Zur Auflösung der Strukturen ist eine Reduzierung der Samplingdistanz um den Skalierungsfaktor $S_R > 1$ gemäß

$$dx_{H,n} = dx_H / S_R \quad (5.2)$$

notwendig.

Der Wert von S_R hängt von der Wellenlänge und dem Referenzwinkel ab und kann durch das Verhältnis der Ortsfrequenzen der von Objekt- und Referenzwelle abgeschätzt werden. Die Ortsfrequenz der Objektwelle ist von der Auflösung des SLMs und der Verkleinerung innerhalb des Belichtungsprozesses abhängig und wird als Kehrwert der minimalen Gitterperiode berechnet. Die Ortsfrequenz der Referenzwelle wird nach Gleichung (4.17) berechnet. Es ergibt sich bspw. bei einem Referenzwinkel von $\theta_R = 30^\circ$ und einer Referenzwellenlänge von $\lambda = 532\text{nm}$ ein Skalierungsfaktor von $S_R = 2,3$. Auf Grund der Eigenschaften der FFT ist die Verwendung eines Faktors mit der nächst höheren Potenz zur Basis zwei zu wählen (vgl. Kapitel 3.2), womit sich in diesem Fall ein Faktor von $S_R = 4$ und eine Matrizengröße von 4096×4096 Pixeln ergibt.

Die Modulation der Rekonstruktionswelle durch das Hologramm entspricht einer lokalen Phasenverzögerung der Wellen. Unter Annahme eines ideal dünnen Hologramms kann die TEA (vgl. Kapitel 3.3) angewendet und Zusammenhänge zwischen der Intensitätsverteilung $I_{H,R}^{M,N}$, der Brechungsindexmodulation im holographischen Material $\delta n(x', y')$ (vgl. Kapitel 2.1.3) und der Phasenverzögerung $\Delta\varphi^{M,N}$ ausgenutzt werden. Im somit einfachsten Fall entspricht die Phasenverzögerung durch das Hologramm

$$\Delta\varphi_{\text{TEA}}^{M,N} = \arg \left\{ \exp \left(i I_{H,R}^{M,N} \right) \right\} \quad (5.3)$$

mit $I_{H,R}^{M,N} \in [0, 2\pi]$. Tatsächlich weist das Hologramm jedoch die Dicke d und einen komplexen Brechungsindex $n_c = n - i\kappa$ auf, welche die Phasenverzögerung beeinflussen. Unter Berücksichtigung der Dicke ergibt sich diese zu

$$\Delta\varphi^{M,N} = \left(n_c + \delta n^{M,N}(x', y') \right) \frac{2\pi}{\lambda} d. \quad (5.4)$$

Dabei beschreibt κ die wellenlängenabhängige Absorption durch das Material.

Der Nachteil von Gleichung (5.4) liegt in der Annahme, dass der Brechungsindex zwar an lokalen Positionen (x', y') unterschiedlich ist, an diesen Stellen jedoch über die Dicke konstant bleibt. Dies ist bei Volumen hologrammen nicht der Fall, weshalb für die korrekte Simulation die in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten Ansätze (CWA, RCWA, Fourier Modal Methode usw.) angewendet werden müssten. Auf Grund der bereits genannten Nachteile dieser Ansätze und insbesondere dem hohen Samplingaufwand, wird alternativ zur klassischen TEA eine Kombination aus TEA und CWA genutzt. Dazu wird eine Schnittstelle vorbereitet, die nach der Propagation der mittels TEA modulierten Welle genutzt wird, um die Intensität des rekonstruierten Bildes mit der entsprechenden Beugungseffizienz zu bewerten. Dieser Schritt wird im folgenden Abschnitt *Visualisierung der Rekonstruktion* noch einmal aufgegriffen. Er ist jedoch nur bei einer realistisch simulierten Beugungseffizienz sinnvoll. Dieser Aspekt wird noch einmal bei der Auswertung entsprechender Versuche in Abschnitt 6.2.3 diskutiert.

Während am Ende des Designprozesses die so bezeichnete Phaseninformation eines Subhologramms lediglich die Objekt-Phaseninformation enthält, beschreiben die Ergebnisse dieses ersten Simulationsschrittes die in das Photopolymer belichteten Informationen der Subhologramme in Form von Phasenverteilungen $\varphi_{H,R}^{M,N}$ unter Berücksichtigung der Referenzwelle. Diese werden nun genutzt, um unter Annahme einer spezifischen Rekonstruktionswelle die rekonstruierten Bilder zu simulieren.

Rekonstruktion der Subhologramme

Die Rekonstruktion eines Hologramms entspricht gemäß Gleichung (2.50) der direkten Projektion der durch das Hologramm modulierten Rekonstruktionswelle in die Rekonstruktionsebene. Die modulierte Welle $U_M^{M,N}(\mathcal{H})$ wird unter der Annahme eines dünnen Hologramms

als Multiplikation der Rekonstruktionswelle $U_B^{M,N}(\mathcal{H})$ und der komplexen Hologramminformation $U_{H,R}^{M,N}(\mathcal{H})$ beschrieben.

Wird diese modulierte Welle über die Fraunhofer-Approximation in die Rekonstruktionsebene propagiert, entsteht das rekonstruierte Bild. Allerdings zeigt sich entsprechend der Position des Subhologramms ein Versatz von der optischen Achse. Dieser Versatz resultiert aus der Modulation im Designprozess zur Überlagerung aller Rekonstruktionen (vgl. Kapitel 4.2.2). Bei Rekonstruktion der mittels Belichtungsprozess realisierten Hologramme wird durch gleichzeitige Beleuchtung aller Subhologramme auch die gewünschte Überlagerung der Rekonstruktionen erzielt. In der Simulation wird jedoch jedes Subhologramm einzeln rekonstruiert, womit die Information über die Position in der Matrix verloren geht. Da der FFT die Annahme eines zum Signalursprung symmetrischen Signals zu Grunde liegt, muss zur korrekten Rekonstruktion die Position durch eine erneute Modulation berücksichtigt werden. Dazu wird die Verschiebung der rekonstruierten Bilder invers ausgeführt. Das bedeutet, dass zunächst die Propagation der Rekonstruktionswelle durch das Hologramm berechnet und die resultierende Phaseninformation $\varphi_M^{M,N}$ nach Gleichung (4.16) mit inversem Vorzeichen modifiziert wird. Im Anschluss daran erfolgt die Propagation in die Rekonstruktionsebene. Das Ergebnis ist die für die einzelnen Subhologramme resultierende Welle in der Rekonstruktionsebene $U_I^{M,N}(\mathcal{I})$. Die Überlagerung aller $M \times N$ Wellen zu einem Gesamtergebnis und dessen visuelle Darstellung erfordert jedoch einige Angleichungen der Einzelergebnisse, welche im folgenden Abschnitt beschrieben sind.

Visualisierung der Rekonstruktion

Der Design- und der Simulationsprozess sind darauf ausgelegt, dass die Subhologramme individuell auf verschiedene Eigenschaften der Rekonstruktionswelle adaptiert werden können. Es ist damit bspw. möglich, jedes Subhologramm für eine andere Wellenlänge auszuliegen und zu simulieren. Diese beeinflusst, wie in Gleichung (4.9) gezeigt, die Größe des simulierten Fensters in der Rekonstruktionsebene, was bei der Überlagerung zu fehlerhaften Darstellungen führt. Daher muss eine einheitliche Fenstergröße definiert werden, auf die alle rekonstruierten Bilder reduziert werden. Gemäß Gleichung (4.9) steigt die Fenstergröße mit der Wellenlänge. Im Hinblick auf das emittierte Spektrum einer weißen LED wird die Zielfenstergröße für eine Wellenlänge von 420 nm festgelegt. Um die Fenster bei anderen Wellenlänge anzupassen, werden jedem Pixel der Rekonstruktion die Ortskoordinaten zugeordnet, deren Berechnung über den Zusammenhang zwischen Abtastgröße des Hologramms und der Fenstergröße in Ortsfrequenzen erfolgt

$$\begin{aligned} x_I &= \Delta W_{I,F_x} \cdot \lambda z \\ y_I &= \Delta W_{I,F_y} \cdot \lambda z \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\text{mit } \Delta W_{I,F_y} = \frac{1}{dx_{H,n}}. \quad (5.6)$$

Das Rekonstruktionsfenster enthält neben der +1. BO wenigstens die 0. BO und die -1. BO. Ziel der Visualisierung ist lediglich die Darstellung der +1. BO, für welche das Hologramm optimiert wurde. Daher erfolgt neben der Anpassung der Fenstergröße für verschiedene Wellenlängen eine Reduzierung auf den lokalen Bereich ΔW_{+1} der +1. BO, welcher durch die Startkoordinaten $(x_{s,+1}, y_{s,+1})$ und die Endkoordinaten $(x_{e,+1}, y_{e,+1})$ eingegrenzt wird. Die Definition der Koordinaten erfolgt für 420 nm. Bei einer Kantenlänge des Rekonstruktionsfensters von 0,523 m wird so ein Bereich von 0,108 m eingegrenzt, wie in der Darstellung in Abbildung 5.2 veranschaulicht. Die Matrixgröße reduziert sich damit ebenfalls von 4096×4096 Pixel auf 1024×1024 Pixel.

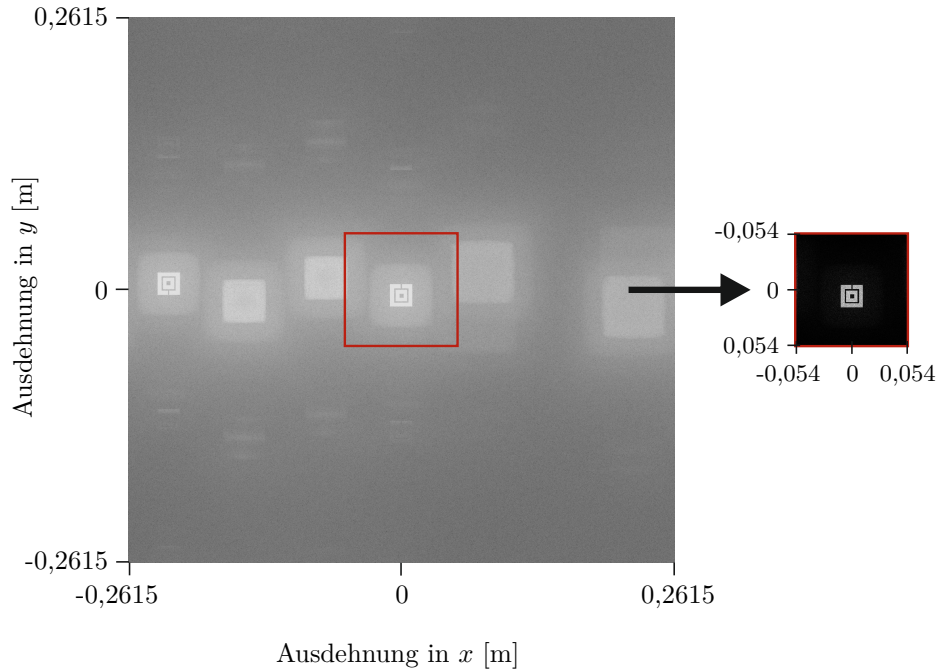


Abbildung 5.2: Rekonstruktionsfenster und Ausschnitt der +1.BO in der Simulation. Die Ausdehnung des simulierten Bereichs wird auf eine Länge von 0,108 m reduziert.

Für die Umsetzung einer realitätsnahen Visualisierung des rekonstruierten Bildes ist neben der Definition des Darstellungsbereichs eine korrekte Farbsimulation nötig. Auf eine detaillierte Beschreibung der Grundlagen der Farbmatrik wird an dieser Stelle verzichtet und auf das Werk von Richter [140] verwiesen. Die wesentlichen Aspekte zum Verständnis der in dieser Arbeit beschriebenen Farbsimulation werden im Folgenden kurz dargestellt.

Ziel der Farbmatrik ist die objektive Beschreibung einer Farbe in Abhängigkeit der spektralen Strahlungsverteilung $S(\lambda)$ von Farbreizen ϑ_λ . Dabei wird nicht die Farbpmpfindung beschrieben, welche erst durch Verarbeitung im Gehirn entsteht, sondern die Farbvalenz F . Diese beschreibt das Antwortsignal der Farbrezeptoren im menschlichen Auge, welches sich additiv aus der Antwort von drei Rezeptoren ergibt. Die Rezeptoren zeigen Empfindlichkeiten in unterschiedlichen Spektralbereichen, wobei die jeweils höchste Empfindlichkeit im blauen, grünen und roten Wellenlängenbereich liegt. Die Rezeptorantworten entsprechen der Bewertung des Signals mit drei voneinander unabhängigen Funktionen. Zur Beschreibung von Farben werden daher ebenfalls drei voneinander unabhängige Funktionen genutzt, die so genannten Spektralwertfunktionen. Diesen liegen monochromatische Farbreize, in der Farbmatrik Primärvalenzen genannt, zu Grunde, durch deren Mischung jede Farbvalenz im sichtbaren Spektralbereich beschrieben werden kann. Die Spektralwertfunktionen stellen dabei den Anteil jeder Primärvalenz an der Farbvalenz dar. Als Standard hat sich das Normvalenzsystem nach CIE 1931 [141] bzw. DIN 5033-2 etabliert, bei welchem die Normspektralwertkurven $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ und $\bar{z}(\lambda)$ zur Bewertung von Farbreizen für einen 2°-Normalbeobachter genutzt werden. Die Kurven sind in Abbildung A.5 in Anhang A.4 über die Wellenlängen des sichtbaren Spektrums aufgetragen.

Die Normspektralwertkurven beruhen auf virtuellen Primärvalenzen und können daher nicht technisch realisiert werden. Die Darstellung eines Bildes über ein Display wird durch additive Farbmischung im RGB-Farbraum realisiert. Es existieren unterschiedliche RGB-

Farbräume zur gerätespezifischen Farbdarstellung [142]. In dieser Arbeit wird unabhängig von dem Wiedergabegerät der CIE-RGB-Farbraum betrachtet. Zwischen den XYZ-Werten des Normvalenzsystems und des CIE-RGB-Systems kann über folgende Matrizen umgerechnet werden [140]

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2,7689 & 1,7518 & 1,1302 \\ 1,0000 & 4,5907 & 0,0601 \\ 0,0000 & 0,0565 & 5,5943 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

$$\begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,4185 & -0,1587 & -0,0828 \\ -0,0912 & 0,2524 & 0,0157 \\ 0,0009 & -0,0026 & 0,1786 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$

Durch Einsatz von Transformationsmatrizen für andere RGB-Systeme, kann die Farbdarstellung geändert werden.

Innerhalb der in dieser Arbeit präsentierten Simulation werden von dem berechneten rekonstruierten Bild, welches in Graustufen vorliegt, zwei Duplikate erzeugt. Die drei identischen Matrizen werden dann für jeweils R,G und B angepasst. Statt der Berechnung der XYZ-Werte und anschließender Transformation, werden im Rahmen dieser Arbeit die RGB-Werte direkt anhand der Spektralwertkurven $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{g}(\lambda)$ und $\bar{b}(\lambda)$ (s. Anhang A.4, Abbildung A.4) bestimmt. Negative Anteile der $\bar{r}(\lambda)$ - und $\bar{b}(\lambda)$ -Funktion werden dabei auf null gesetzt, da sie technisch nicht darstellbar sind. Die Zusammensetzung des Farbbildes anhand der drei Bildmatrizen für R,G,B ist in Abbildung 5.3 veranschaulicht. Wellenlängenabhängige Unterschiede in der Strahlstärke der Lichtquelle können durch entsprechende Gewichtung berücksichtigt werden. Somit ist eine Farbdarstellung der Simulation bei einzelnen wie auch bei mehreren Wellenlängen gewährleistet.

Bevor die finale Überlagerung der einzelnen Rekonstruktionen der Subhologramme erfolgt, kann über die Einbindung der CWA die Beugungseffizienz für jedes Subhologramm einbezogen werden. Notwendige Parameter für die Berechnung sind die Aufnahme- und die Rekonstruktionswellenlänge sowie der Referenz- und der Rekonstruktionswinkel. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass bei den zur optischen Achse versetzten Subhologrammen eine leicht abweichende Gitterstruktur im Hologramm entsteht und damit auch die Beugungseffizienz beeinflusst wird. Für die Berechnung der Effizienz ist dies über den Modulationswinkel zu berücksichtigen (s. Kapitel 4.2.2).

Der berechnete Effizienzwert für jedes Subhologramm kann im Anschluss zur Gewichtung der Intensität des rekonstruierten Bildes genutzt werden. Dieses wird durch eine kohärente oder eine inkohärente Überlagerung berechnet. Der Unterschied liegt darin, dass entweder die resultierenden Wellen aller Subhologramme addiert und anschließend die Intensität berechnet wird (kohärente Überlagerung), oder, dass die Intensitäten der resultierenden Wellen berechnet und anschließend addiert werden (inkohärente Überlagerung). Die Art der Berechnung kann in Abhängigkeit der Verwendung von Laser oder LED gewählt werden. Mit diesem Schritt ist die simulative Rekonstruktion der Hologramme abgeschlossen. Zum Abgleich der Ergebnisse wurden experimentelle Testreihen durchgeführt, innerhalb welcher die Hologramme klassisch rekonstruiert werden. Der dazu genutzte Laboraufbau wird im folgenden Abschnitt dargestellt.

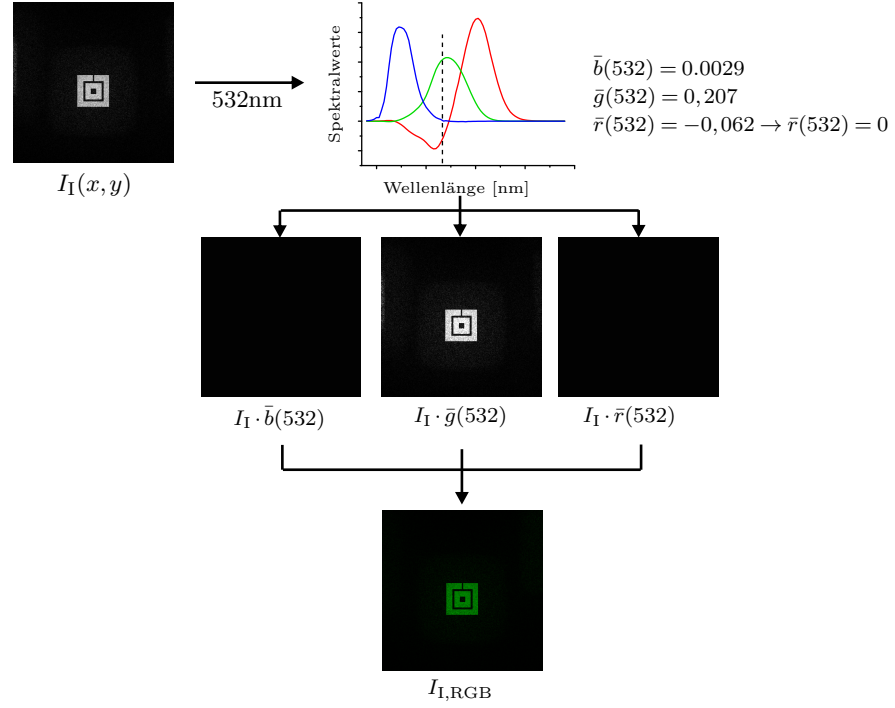


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Farbüberlagerung in der Simulation. Das rekonstruierte Bild I_I wird zweifach kopiert und die Grauwerte der Bilder werden mit den Werten der Spektralwertkurven $\tilde{r}(\lambda)$, $\bar{g}(\lambda)$ und $\bar{b}(\lambda)$ multipliziert. Es entstehen die Matrizen für die additive RGB-Überlagerung, aus welcher sich das Farbbild ergibt. In der Abbildung ist der Prozess beispielhaft für 532nm dargestellt.

5.2 Experimentelle Rekonstruktion

Die experimentelle Rekonstruktion der aufgenommenen Hologramme erfolgt wie bereits für die klassische Hologrammrekonstruktion in Abschnitt 2.1.3 dargestellt. Um gezielt die verschiedenen Optimierungen aus dem Hologrammdesign überprüfen zu können, ist ein Aufbau mit entsprechender Flexibilität notwendig. Änderungen des Rekonstruktionswinkels, der Distanzen zwischen der Lichtquellen-, der Hologramm- und der Rekonstruktionsebene und die Verwendung unterschiedlicher Lichtquellen sind Voraussetzung für die experimentellen Untersuchungen. Abbildung 5.4 zeigt schematisch die Umsetzung des Aufbaus. Die Lichtquelle ist verfahrbar zum Hologramm gelagert und kann durch ein Drehgelenk, in dessen Drehachse das Hologramm fixiert ist, im Rekonstruktionswinkel θ_B variiert werden.

Zur Projektion des rekonstruierten Bildes wird ein halbtransparenter Schirm mit einem Transmissionsgrad von 73% verwendet. Hinter diesem befindet sich zur Aufnahme der Projektion eine ortsauflösende Leuchtdichte-Messkamera (LMK), mit welcher Leuchtdichtebilder und Farbbilder aufgenommen werden können. Dazu werden Farbfiler genutzt, die in ihrem Transmissionsverhalten an die Normspektralwertkurven angepasst sind. Die Positionierung der Kamera in die optische Achse des Hologramms reduziert perspektivische Verzerrungen der Aufnahme. Allerdings erzeugt der Projektionsschirm eine diffuse Streuung des auftreffenden Lichts, die sich auf die Bildschärfe auswirkt. Die Auswirkungen dieser Streuung auf die Messergebnisse werden in Abschnitt 6.1 diskutiert. Die Distanz zwischen Schirm und Kamera wird konstant bei 350 mm gehalten. Durch eine Schiene können der Projektionsschirm und die LMK jedoch geschlossen in ihrer Distanz z zum Hologramm

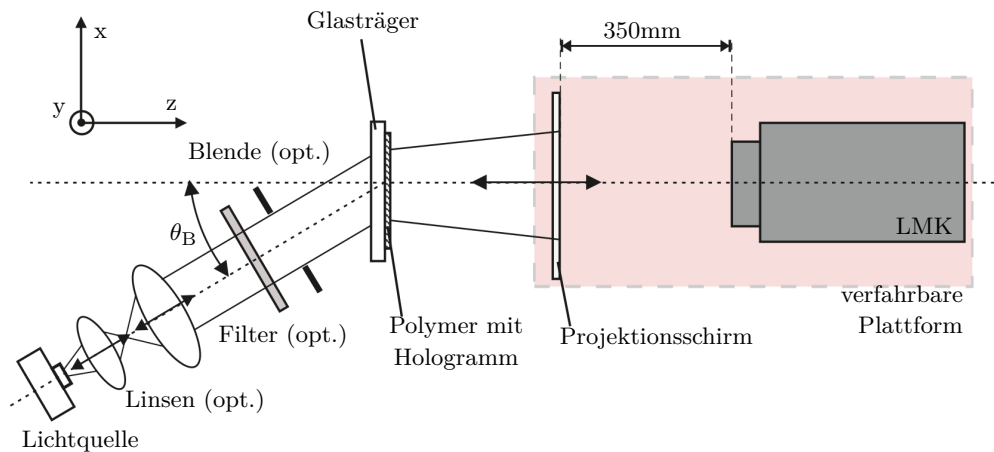


Abbildung 5.4: Aufbau zur experimentellen Rekonstruktion der Hologramme. Der rote Bereich markiert die variabel gelagerte Montageplatte, auf welchem der Projektionsschirm und die LMK mit festem Abstand montiert sind.

verschoben werden. So ist es möglich das rekonstruierte Bild für verschiedene Propagationsdistanzen aufzunehmen.

Als Lichtquelle können sowohl verschiedene LEDs als auch Laserdioden genutzt werden. Durch Halterungen zwischen Lichtquelle und Hologrammen lassen sich Linsen, Blenden und Filter einbringen, mit welchen eine Variation der Lichtquelleneigenschaften möglich ist.

5.3 Versuchsmethodik zum Abgleich von Simulation und Experiment

Die Überprüfung der in Abschnitt 3.2 aufgestellten Hypothesen erfolgt durch Auswertung simulativer und experimenteller Rekonstruktionsergebnisse. Dabei sind insbesondere folgende Effekte relevant:

- Skalierung der Rekonstruktion: Dispersionseffekt
- Verschiebung der Abbildungsebene des Hologramms: Dispersionseffekt oder Effekt bei divergenter Beleuchtung
- Positionsänderung der Rekonstruktion: Dispersionseffekt
- Mehrfachrekonstruktion: Dispersionseffekt bei Beleuchtung mit polychromatischem Licht.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst betrachtet, welche Mess- bzw. Analyseparameter geeignet sind, um diese Effekte zu überprüfen.

5.3.1 Ansätze zur Analyse

Generell lassen sich alle Effekte anhand der aufgenommenen Farbbilder betrachten. Abweichungen von Lage und Größe der Rekonstruktionen bei Beleuchtung der Hologramme mit unterschiedlichen Lichtquellen können durch direkten Vergleich der Bilder visuell analysiert werden. Für eine objektive, konsistente Auswertung sind allerdings konkrete Parameter notwendig. Die Größe und Lage der Rekonstruktionen in Pixel oder in metrischen Angaben sind geeignete Größen zur Analyse von Verschiebungen und Skalierungen. Als Hilfsmittel

bieten sich Schnittbilder an, die aus den Farbaufnahmen generiert werden können, wie in Abbildung 5.5 zu sehen. Die Schnittbilder bieten auch die Möglichkeit einen Rückschluss auf die Bildschärfe zu ziehen, indem die Steigung der Kanten betrachtet wird. Allerdings ist die Auswertung von Schnittbildern anfällig für Bildrauschen oder Speckle, da durch diese Start- und Endpunkt der Kanten nicht mehr klar identifizierbar sind. Dies ist auch der Fall bei sehr unscharfen Rekonstruktionen, wie in Abbildung 5.5 dargestellt.

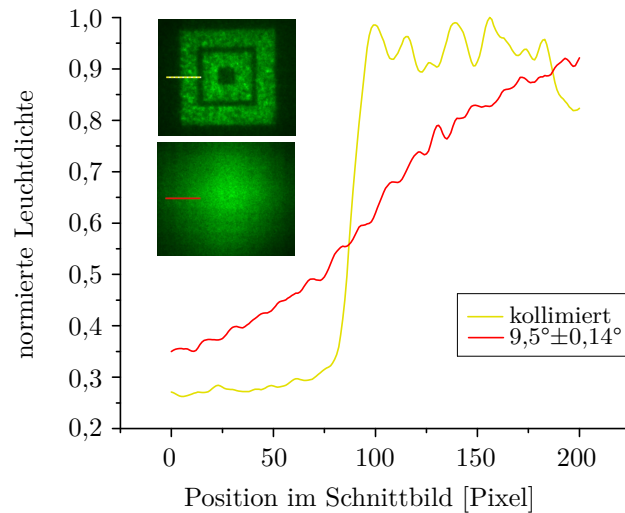


Abbildung 5.5: Schnittbild von Rekonstruktionen bei Beleuchtung eines Hologramms mit zwei unterschiedlichen Divergenzwinkeln. Die gelbe Linie zeigt den Kantenverlauf bei Beleuchtung mit einem kollimierten Laser, die rote Linie bei einem auf $9,5^\circ \pm 0,14^\circ$ aufgeweiteten Laser.

Für die Analyse ist der bereits in Abschnitt 3.3 genannte Korrelationskoeffizient ρ auf Grund des pixelgenauen Abgleichs von idealem und realem Bild besser geeignet. Mit zunehmender Abweichung des rekonstruierten Bildes ergibt sich eine Verringerung der Werte für den Koeffizienten. Allerdings weist auch der Korrelationskoeffizient auf Grund des pixelweisen Abgleichs eine Empfindlichkeit gegenüber Bildrauschen und Ungenauigkeiten bei der manuellen Überlagerung der zu vergleichenden Bilder auf. Letztere ist notwendig, da sich die relative Position der zu vergleichenden Bilder innerhalb der Messungen unterscheiden kann. Durch Verwendung von Bildmarkern ist diese jedoch mit einer höheren Genauigkeit möglich als die Identifizierung der Kantenbereiche. Sowohl die Einflüsse des Bildrauschens als auch Ungenauigkeiten bei der Bildverarbeitung werden in Kapitel 6.1 im Detail diskutiert. Der Korrelationskoeffizient lässt sich damit für die Auswertung nahezu aller genannten Effekte anwenden. Lediglich für die gezielte Analyse von Mehrfachrekonstruktionen, Skalierungen und Verschiebungen ist die Verwendung von Schnittbildern vorzuziehen. Ein pixelweiser Versatz oder eine pixelweise Skalierung des Idealbildes und die jeweilige Berechnung des Koeffizienten zur Bestimmung der Position und Größe der Rekonstruktion gehen mit einem zu hohen Aufwand einher.

Nachdem die zu untersuchenden Effekte und die Auswertungsmethodik definiert sind, sind die Messreihen festzulegen. Dabei ist zu beachten, dass ein Effekt nicht zwangsläufig nur eine Ursache hat, wie bspw. die Unschärfe des Bildes, die sowohl aus der Rekonstruktionswellenlänge als auch aus divergenter Beleuchtung resultieren kann. Ebenso hat eine Ursache nicht nur eine Wirkung, wie bspw. die Rekonstruktionswellenlänge, die sowohl zu Verschiebungen, zu Skalierungen als auch zu Unschärfe führt. Es ist daher notwendig, schrittweise einzelne

Ursachen und Effekte zu betrachten und die experimentellen und simulativen Untersuchungen und Simulationen entsprechend zu strukturieren. Der folgende Abschnitt beinhaltet die Beschreibung der unter diesen Aspekten festgelegten Versuchsreihen.

5.3.2 Unterteilung der Versuchsreihen

Zunächst werden folgende Parameter festgelegt, die für alle Versuchsreihen gelten. Die genutzten Hologramme entsprechen Matrizen mit 11×11 Subhologrammen, der Referenzwinkel ist auf $\theta_R = 30^\circ$ definiert und die Rekonstruktionsdistanz (zwischen Hologramm und Projektionsschirm) beträgt im Design $z = 300\text{ mm}$.

Es werden sechs Versuchsreihen durchgeführt, in denen die Rekonstruktionen von nicht optimierten und optimierten Hologrammen gegenübergestellt werden.

Versuchsreihe I umfasst Untersuchungen zur wellenlängenabhängigen Bildskalierung und zur wellenlängenabhängigen Bildunschärfe, welche aus Änderungen der Hologramm-Fokusebene resultiert (vgl. [116, 143]). Es werden drei Hologramme erzeugt, welche für ebene Wellen bei 445 nm, 532 nm und 638 nm optimiert werden. Zur Kompensation der wellenlängenabhängigen Skalierung wird Gleichung (4.11) aus Abschnitt 4.2.1 genutzt. Als theoretische Skalierungsfaktoren ergeben sich $S_{445} = 1,2$ und $S_{635} = 0,84$. Außerdem erfolgt eine Anpassung der Designdistanz für alle Wellenlängen auf $z = 300\text{ mm}$ nach Gleichung (4.16) in Abschnitt 4.2.2. Die Hologramme werden mit 532 nm in das Photopolymer belichtet und anschließend mit Lasern mit den genannten Wellenlängen beleuchtet. Als Referenz für die Skalierung und die Lage der Fokusebene bei einem unoptimierten Hologramm wird das für 532 nm optimierte Hologramm genutzt und mit allen Wellenlängen beleuchtet. Die Größe der Rekonstruktionen wird anhand von Schnittbildern bestimmt, wobei als Bildrand der Mittelpunkt der äußersten Kante gewählt wird, wie es in Abbildung 5.6 dargestellt ist.

Zur Ermittlung der Fokusebene ist es notwendig, die Distanzen zwischen Hologramm und Rekonstruktionsebene zu variieren und für jede Distanz die Unschärfe der Rekonstruktion mittels Berechnung des Korrelationskoeffizienten zu bestimmen. Die Distanz, die zu einem maximalen Koeffizientenwert führt, wird als Fokusebene angenommen. Für eine präzise Bestimmung wird eine Änderungsschrittweite von 2 mm gewählt. Die Ausgangspunkte für die Distanzänderungen sind bei optimierten Hologrammen die Designdistanz von $z = 300\text{ mm}$ und bei Betrachtung des unoptimierten Hologramms lassen sich die theoretischen Lagen der Fokusebenen aus Gleichung (2.15) bestimmen. Es ergeben sich $z = 359\text{ mm}$ für 445 nm und $z = 250\text{ mm}$ für 638 nm.

Versuchsreihe II beinhaltet die Untersuchung und Kompensation der wellenlängenabhängigen Bildverschiebung (vgl. [116, 143], [S13]). Dazu werden die Hologramme aus Versuchsreihe II genutzt und die lokale Lage der Rekonstruktion bei den unterschiedlichen Wellenlängen analysiert. Dies erfolgt anhand von Schnittbildern analog zu Versuchsreihe I. Als Referenz dient ebenfalls das Hologramm für 532 nm. Die Optimierung zur Kompensation der Verschiebung erfolgt nach Gleichung (4.19) aus Abschnitt 4.2.2.

In **Versuchsreihe III** wird der nächste Schritt zur Generierung einer Weißlicht-Rekonstruktion, die Kombination und Erweiterung der bisherigen Optimierungsschritte, betrachtet. Dies ist im Rahmen einer studentischen Arbeit (F. Spreyer, [S13]) verfolgt worden. Es werden verschiedene Ansätze zur Überlagerung der rekonstruierten Bilder bei RGB-Beleuchtung mit Lasern untersucht, wobei zwischen verschiedenen Belichtungs- und Berechnungsansätzen unterschieden wird. Neben der Aufnahme von örtlich getrennten Hologrammmatrizen für jede Wellenlänge wird zudem die Aufnahme einer Matrix mit randomi-

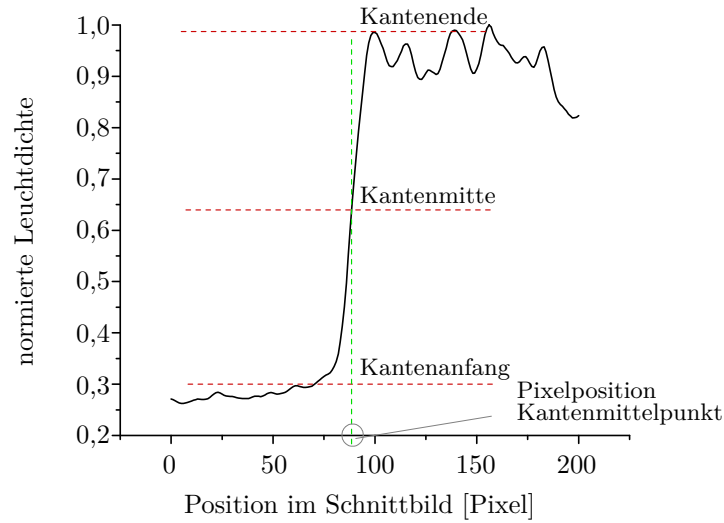


Abbildung 5.6: Schnittbild des Kantenbereichs von Rekonstruktionen zur Bestimmung des Kantenmittelpunktes. Die horizontalen Linien in rot markieren Anfang, Ende und Mitte der Kante, die vertikale Linie in grün markiert die Pixelposition der Kantenmitte.

sierten oder mehrfachbelichteten Subhologrammen untersucht. Die Auswertung erfolgt bei dieser Testreihe anhand von Schnittbildern.

Versuchsreihe IV beinhaltet die Betrachtung der divergenzabhängigen Bildunschärfe (vgl. [144]). Hierfür werden sechs Hologramme bei der Wellenlänge 532 nm berechnet und aufgenommen, wobei eine Optimierung auf verschiedene Divergenzwinkel der Rekonstruktionswelle erfolgt. Zur Beschreibung dieser wird eine sphärische Welle angenommen, deren Divergenzwinkel durch die Entfernung zum Hologramm definiert wird. Nach Gleichung (4.21) aus Abschnitt 4.2.3 wird das Hologramm auf die Phaseninformation dieser sphärischen Welle optimiert. Im Hinblick auf die mit dem Belichtungsprozess erzeugbaren Winkel, werden Divergenzen von 0° , $\pm 0,5^\circ$, $\pm 1^\circ$, $\pm 2^\circ$, $\pm 3^\circ$ und $\pm 4^\circ$ festgelegt. Die Beleuchtung zur Rekonstruktion erfolgt mit einem Laser, dessen Divergenzwinkel mit Linsen entsprechend variiert wird. Für die anschließende Auswertung wird bei dieser Versuchsreihe der Korrelationskoeffizient genutzt.

In **Versuchsreihe V** werden Einflüsse von LEDs untersucht, die sich nicht mit den ersten Versuchsreihen abbilden lassen. Durch Verwendung von schmalbandigen LEDs in Kombination mit Farbfiltern unterschiedlicher Bandbreite ($\Delta\lambda = 10\text{ nm}$ und $\Delta\lambda = 3\text{ nm}$) wird der Einfluss der spektralen Bandbreite genauer betrachtet. Die genutzten LEDs sind Cree XP-E2 LEDs in Grün, Amber und Rot, für welche folgende spektrale Eigenschaften messtechnisch nachgewiesen wurden

- Grün: Peakwellenlänge $\lambda = 517\text{ nm}$, Bandbreite $\Delta\lambda = 34\text{ nm}$
- Amber: Peakwellenlänge $\lambda = 594\text{ nm}$, Bandbreite $\Delta\lambda = 14\text{ nm}$
- Rot: Peakwellenlänge $\lambda = 633\text{ nm}$, Bandbreite $\Delta\lambda = 17\text{ nm}$.

Als Filter werden Bandpassfilter mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda = 10\text{ nm}$ für 532 nm, 590 nm und 632 nm genutzt. Zusätzlich kommt für 632 nm ein Filter mit $\Delta\lambda = 3\text{ nm}$ zum Einsatz. Die Spektren der LEDs und Filter sind in Abbildung A.3 in Anhang A.3 dargestellt.

Neben der Bandbreite wird auch der Einfluss der LED-Austrittsfläche betrachtet. Dazu wird

das Licht der grünen Cree-LED, welche eine Kantenlänge von etwa 3,3 mm aufweist, mit verschiedenen Blenden örtlich gefiltert. Die Blenden haben Durchmesser von 2 mm, 1 mm, 0,3 mm und 0,2 mm und werden unmittelbar vor der LED positioniert. Nach der Blende folgen zwei Linsen zur Kollimation¹. Die Auswertungen in dieser Versuchsreihe werden mit dem Korrelationskoeffizienten und den Schnittbildern durchgeführt.

In **Versuchsreihe VI** liegt der Fokus auf der Untersuchung der Wellenfrontbeschreibung von LEDs (vgl. [114–116]). Hierzu werden Hologramme für vier verschiedene LED-Beschreibungen bei jeweils drei Wellenlängen mittels der in Versuchsreihe IV genutzten Gleichung (4.21) optimiert. Als Wellenfrontbeschreibungen werden die in Kapitel 4.3 gegenübergestellten Näherungen (sphärische Welle, Huygens-Approximation, RS-Approximation und die gemessene Welle) verwendet. Die Design-Wellenlängen resultieren aus den bei den Wellenfrontmessungen genutzten Filtern bei 532 nm, 590 nm und 620 nm. Als Rekonstruktionslichtquelle kommt in dieser Versuchsreihe die vermessene Luxeon-LED mit den genannten Filtern zum Einsatz und die Auswertung erfolgt mit dem Korrelationskoeffizienten.

Die unterschiedlichen Parameter für Design, Aufnahme und Rekonstruktion sowie die Analysemethodik der einzelnen Versuchsreihen sind als Übersicht in Tabelle 5.1 dargestellt. Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der einzelnen Versuchsreihen vorgestellt und diskutiert.

¹ Da kein auf die LEDs optimierter Kollimator zur Verfügung steht, erfolgt die Kollimation durch Fokussierung und anschließender Parallelisierung des Lichtes.

Tabelle 5.1: Übersicht der verschiedenen Versuchsparameter der sechs durchgeführten Versuchsreihen.

| Versuchsreihe | | I | | II | | III | | IV | | V | | VI | |
|-------------------------------|-----------------|--|--|-----------------------|--|--|--|------------------------------|--|--|--|------------------------------|--|
| unabh. Parameter | | Wellenlänge λ | | Wellenlänge λ | | Wellenlänge λ , Referenzwinkel θ_R | | Divergenzwinkel α | | Bandbreite $\Delta\lambda$, LAF | | LED-WF | |
| abh. Parameter | | Skalierung, Unschärfe | | Verschiebung | | Verschiebung | | Unschärfe | | Unschärfe | | Unschärfe | |
| Lichtquelle | | Laser | | Laser | | Laser | | Laser | | LED | | LED | |
| Design- parameter | λ [nm] | 445, 532, 635 | | 445, 532, 635 | | 473, 532, 660 | | 532 | | 532, 590, 632 | | 532, 590, 620 | |
| | $\pm\alpha$ [°] | 0 | | 0 | | 0 | | 0, 0,5, 1, 2, 3, 4 | | 0 | | 0 | |
| | WF | EW | | EW | | EW | | SW | | EW | | SW,RS, H, MW | |
| Aufnahme- parameter | λ [nm] | 532 | | 532 | | 532 | | 532 | | 473, 532, 660 | | 532 | |
| | α [°] | 0 | | 0 | | 0 | | 0 | | 0 | | 0 | |
| | WF | EW | | EW | | EW | | EW | | EW | | EW | |
| Rekonstruktions- parameter | λ [nm] | 445, 532, 635 | | 445, 532, 635 | | 532 | | 532, 590, 620 | | 473, 532, 660 | | 532, 590, 632 | |
| | α [°] | 0 | | 0 | | 0, 0,5, 1, 2, 3, 4 | | SW | | 0 | | 0 | |
| | WF | EW | | EW | | EW | | SW | | EW | | LED-Welle | |
| Analyse | | Schnittbild, Korrelations- koeffizient | | Schnittbild | | Schnittbild | | Korrelations- koeffizient | | Schnittbild, Korrelations- koeffizient | | Korrelations- koeffizient | |
| | | | | | | | | | | | | | |

LAF= Lichtaustrittsfläche, WF=Wellenfrontform, EW=ebene Welle, SW=sphärische Welle, RS=RS-Approximation, H=Huygens-Approximation,
MW=gemessene Welle

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentellen und die simulativen Ergebnisse zu den einzelnen Versuchsreihen dargestellt und diskutiert. Ziel ist sowohl die Analyse der Optimierungsansätze als auch die Überprüfung der Gültigkeit der Simulation. Da alle dargestellten Resultate nur näherungsweise genau sind, erfolgt vor der Ergebnisdiskussion (Abschnitt 6.2) eine Analyse der Einflüsse auf die Unsicherheit der Mess-, Simulations- und Auswertungsmethodik. Abschluss dieses Kapitels bildet die Diskussion der Ergebnisse im Hinblick auf die Hypothesen nach Kapitel 3.2.

6.1 Fehler und Messunsicherheiten

Im Rahmen der Ergebnisanalyse werden in dieser Arbeit Messwerte in Form von ortsauflösten Leuchtdichteaufnahmen und aus diesen berechnete Ergebniswerte (Korrelationskoeffizient, Größe, Position usw.) betrachtet. Die Herausforderung bei der Bestimmung der Unsicherheit der Ergebniswerte ist, dass sich diese nicht immer direkt aus Fehlern bei der Messung ableiten lassen. Während Justageeinflüsse bei der Analyse von Bildposition und -größe über die Gittergleichung abschätzbar sind, gibt es keine direkte Abhängigkeit zwischen einer Justagegenauigkeit und dem Wert des Korrelationskoeffizienten.

Im Folgenden werden daher zunächst mögliche Fehlerursachen im Messaufbau und in der Auswertung aufgezeigt. Im Anschluss wird dann der Einfluss der genannten Ursachen durch die Bestimmung des Korrelationskoeffizienten für entsprechend simulierte und gemessene Rekonstruktionen betrachtet, um einen Eindruck des Zusammenhangs zwischen der Veränderung des Korrelationskoeffizienten und den Veränderungen im rekonstruierten Bild zu erhalten.

6.1.1 Fehleranalyse

Lichtquelle

Die Lichtquelle bildet den Startpunkt des Aufbaus und kann in lateraler (x- und y-Richtung) und axialer (z-)Richtung eingestellt werden. Die Einstellung erfolgt über Schienen und Säulen, die eine Skala von 1 mm aufweisen. Es ist trotz sorgfältiger Einstellung mit einer Abweichung von $\pm 0,5$ mm zu rechnen. Während eine Abweichung in axialer Richtung bei kollimiertem Laser-Licht keinen Einfluss hat, ist auf Grund von Änderungen des lokalen Einfallswinkels bei mittels Linsen kollimiertem und divergentem Licht eine Auswirkung auf das Ergebnis zu erwarten. Da bei der Auswertung von Versuchsreihen mit divergentem Licht der Korrelationskoeffizient genutzt wird, erfolgt eine Abschätzung der daraus resultierenden Unsicherheit in Abschnitt 6.1.2 dieses Kapitels.

Die laterale Positionsgenauigkeit in x-Richtung hat Einfluss auf den Referenzwinkel und ist für alle Versuchsreihen relevant. So verändert sich bei einem lateralen Versatz eines kollimierten Lasers mit einer Distanz von $200\text{ mm} \pm 0,5\text{ mm}$ zum Hologramm der Referenzwinkel um $0,14^\circ$. Diese Abweichung wirkt sich auf die Position des rekonstruierten Bildes aus, welche damit bspw. bei 300 mm Distanz, einer Wellenlänge von 532 nm und einem Referenzwinkel von 30° wiederum in einer Positionsabweichung von 0,733 mm resultiert. Die Einstellung

des Referenzwinkels an sich erfolgt über ein Drehgelenk mit einer Skalenauflösung von $0,5^\circ$. Bei einer Einstellgenauigkeit von $0,25^\circ$ ist damit der Einfluss auf die Position des rekonstruierten Bildes deutlich größer als der Einfluss einer lateralen Einstellgenauigkeit. Hier ergibt sich bei bereits genannter Konstellation eine Unsicherheit von bis zu $\pm 1,3$ mm bzgl. der absoluten Bildlage.

Optische Komponenten

Das Einbringen von optischen Komponenten erfolgt in allen Versuchsreihen. Bei der Verwendung von Lasern kommen Linsen zur Aufweitung und Kollimation oder zur gezielten Einstellung von Divergenzwinkeln zum Einsatz. Diese müssen die gleiche Höhe und laterale Position aufweisen, was durch die Verwendung eines 4-Punkt Stangensystems realisiert wird. Eine exakte axiale Positionierung der Linsen zueinander ist für die Realisierung eines spezifischen Divergenzwinkels oder von kollimiertem Licht notwendig. Die Justage erfolgt daher durch Überprüfung des Spotdurchmessers in verschiedenen Distanzen. Durch Berücksichtigung der Abstände kann der eingestellte Winkel bestimmt werden. Die Vermessung der Spotdurchmesser wird über eine Messtafel mit einer Skalenauflösung von $0,5$ mm durchgeführt. Da jedoch zum einen die Laserspots einen Intensitätsabfall zum Rand aufweisen und zum anderen Speckle auf der Messtafel auftreten, liegt die Ablesegenauigkeit bei ± 1 mm. Damit ergibt sich eine Winkelgenauigkeit von $\pm 0,14^\circ$ bei einem Justageabstand von 400 mm.

Als weitere optische Komponenten kommen Blenden und Filter bei Versuchsreihen mit LEDs zum Einsatz. Die Blenden werden dabei überwiegend zur Unterdrückung von Streulicht genutzt. Die in Versuchsreihe V verwendeten Blenden zur Verkleinerung der LED-Fläche weisen Fertigungstoleranzen von ± 6 μm bei 300 μm Durchmesser und ± 10 μm bei größeren Durchmessern auf. Bei der Messauswertung können diese Toleranzen jedoch nicht berücksichtigt werden, da hier keine Referenz zum Abgleich vorhanden ist. Die Filter haben eine Toleranz in der spektralen Bandbreite von ± 2 nm und eine ebenso hohe Toleranz bzgl. der Peakwellenlänge. Diese Differenzen können zu leichten Skalierungs- und Verschiebungseffekten führen, welche jedoch im Hinblick auf die Effekte durch die Bandbreite vernachlässigbar sind.

Hologramm

Auch bei der Positionierung des Hologramms kann es zu Ungenauigkeiten kommen. Um deren Einfluss zu minimieren, wird das Hologramm an dem beleuchtenden Spot der Lichtquelle ausgerichtet, so dass die Hologrammmatrix immer mittig innerhalb des Lichtkegels liegt. Um eine Verkipfung o.ä. zu vermeiden, wird das Hologramm auf zwei Goniometerischen fixiert und mittels einer Libelle ausgerichtet. Da jedoch auch diese Justage einer Ungenauigkeit unterliegt, wird in Abschnitt 6.1.2 auch dieser Einfluss auf den Korrelationskoeffizienten betrachtet.

Ein weiterer Aspekt betrifft die Eigenschaften des Hologramms nach der Belichtung und Fixierung. Für das Bayfol HX Photopolymer wird eine relative Schrumpfung der belichteten Strukturen um $\approx 1,4\%$ bei Reflexionshologrammen angegeben. Diese hängt jedoch stark von der Aufnahmegeometrie und damit der Gitterausrichtung im Material ab. Auch bei den in dieser Arbeit genutzten Transmissionshologrammen ist mit einer Schrumpfung zu rechnen, welche wiederum in Abweichungen des Rekonstruktionswinkels, der Bildgröße und Bildschärfe resultiert. Ein genauer Wert kann jedoch nicht angegeben werden.

Projektionsschirm

Der Projektionsschirm wird über eine Schiene mit 1 mm Skala zum Hologramm positioniert. Da bei nahezu allen Versuchsreihen die Distanz konstant gehalten wird, kann der Einfluss

einer Abweichung, welche mit 0,5 mm angenommen werden kann, für relative Betrachtungen vernachlässigt werden. Für die Versuchsreihe I, in welcher die wellenlängenabhängigen Unschärfe betrachtet wird, gilt dies auf Grund der notwendigen Verschiebung des Schirms nicht. Der Einfluss der Positionierung des Schirms auf die Bildschärfe und damit auf den Korrelationskoeffizienten ist daher ebenfalls zu betrachten.

Ein weiterer Aspekt ist im Bezug auf den Projektionsschirm dessen leicht diffus streuendes Material. Dieses führt zu einer generellen Unschärfe aller Messbilder, wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Die Aufnahmen zeigen ein Testbild einmal ohne und einmal mit dem Schirm. Deutlich zu erkennen ist die Abschwächung der Kanten und eine Kontrastreduzierung. Gleichzeitig zeigt sich jedoch auch eine Erhöhung der Gleichmäßigkeit in hellen und dunklen Bereichen. Da alle Rekonstruktionen mit der Projektionsfläche vermessen werden, hat dies keinen Einfluss auf die relativen Betrachtungen der Experimente. Bei Vergleichen mit Simulationsergebnissen sind die Eigenschaften des Schirms jedoch zu berücksichtigen. Durch die Durchmischung ist mit Unterschieden zur Simulation zu rechnen.

Neben dem Material können auch die Oberflächeneigenschaften auf das Ergebnis wirken. Druckstellen, Risse oder ähnliche Störstellen können einen Einfluss in der Analyse haben.

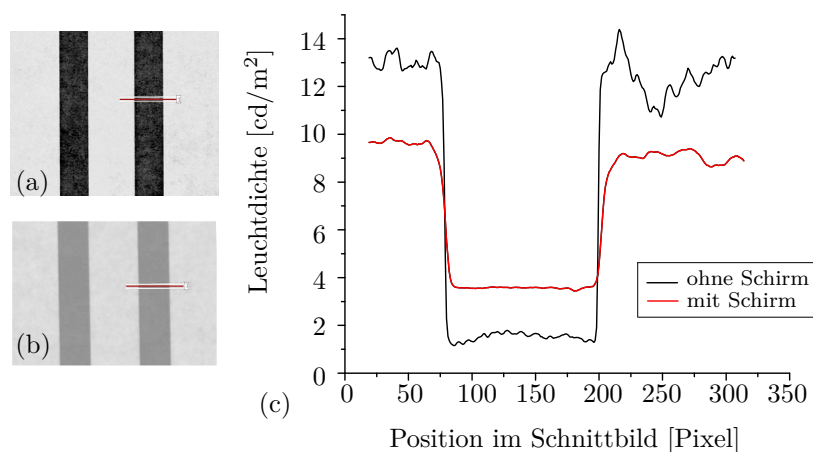


Abbildung 6.1: Graubilder (a) und (b) und Schnittbild (c) des Kantenbereichs eines Testbildes, aufgenommen in dem Aufbau aus Abbildung 5.4. (a) ohne und (b) mit Projektionsschirm.

Messkamera

Als letzte Komponente des Versuchsaufbaus ist die LMK zu nennen. Diese wird über eine Schiene mit 1 mm Genauigkeit zum Projektionsschirm justiert, wobei die minimale Distanz durch den Fokusbereich des Objektivs bestimmt ist. Der Fokus wird unter Verwendung eines Testbildes in der Schirmebene eingestellt. Diese Einstellung bleibt für alle Messreihen konstant, da die Distanz zwischen Kamera und Schirm nicht verändert wird. Stochastische Einflüsse der Kamera, wie bspw. Bildrauschen, werden minimiert, indem fünf Messungen durchgeführt werden und der Mittelwert bestimmt wird.

Ein Vergleich der gemessenen und simulierten Leuchtdichte und Farbborte ist nicht vorgesehen, sondern lediglich relative Betrachtungen anhand normierter Bilder durchgeführt werden. Die Messfehler durch die Kamera sind daher vernachlässigbar.

Analyse

Ein großer Einfluss auf die Ergebnisse, sowohl für die Simulation als auch für die Messungen, resultiert aus der Analyse zweidimensionaler Bilddaten. Die Messbilder weisen eine Auflösung von 1383×1037 Pixel, die Simulationsbilder von 1024×1024 Pixel auf. Die Grö-

ße des Messbereichs pro Pixel liegt für die Messung bei 0,096 mm und für die Simulation bei 0,106 mm. Auf Grund von Rauscheffekten und Unschärfe in den Bildern ist bei der Auswertung bzw. der Bestimmung der Bildkanten (vgl. auch Abbildung 5.6) von einer Genauigkeit von ± 2 Pixel auszugehen. Dies entspricht einer Unsicherheit von $\pm 0,192$ mm bei den Messbildern der LMK und von $\pm 0,212$ mm bei der Simulation für die Angabe von metrischen Werten. Bei der Analyse mittels Korrelationskoeffizienten wirken sich die ± 2 Pixel bei der Überlagerung von gemessenem und idealem Bild direkt auf den Koeffizientenwert aus und die daraus resultierende Unsicherheit muss für jedes zu analysierende Bild neu ermittelt werden. Einen Eindruck von dem Einfluss dieser Abweichung wird zudem im folgenden Abschnitt vermittelt.

6.1.2 Einflüsse auf den Korrelationskoeffizienten

Gemäß Definition können jegliche Abweichungen zwischen den zu vergleichenden Bildern den Wert des Korrelationskoeffizienten beeinflussen. In diesem Abschnitt werden die Abweichungen, die durch systematische und stochastische Fehler entstehen, betrachtet und die daraus resultierenden Änderungen des Korrelationskoeffizienten aufgezeigt.

Zur Analyse der Justageeinflüsse werden Messaufnahmen bei gezielter Dejustage im Messaufbau betrachtet. Dazu wird ein auf 532 nm optimiertes Hologramm mit der Luxeon LED unter Verwendung des 532 nm-Bandpassfilters beleuchtet und folgende Veränderungen am Aufbau vorgenommen:

D1 / D2: Variation des Rekonstruktionswinkels um $+1^\circ$ / -1°

D3 / D4: Variation des Kippwinkels (x-Achse) des Hologramms um $+1^\circ$ / -1°

D5 / D6: laterale Verschiebung (x-Achse) des Hologramms um $+1$ mm / -1 mm

D7 / D8: laterale Verschiebung (y-Achse) des Hologramms um $+1$ mm / -1 mm

D9 / D10: axiale Verschiebung (z-Achse) der Lichtquelle um $+1$ mm / -1 mm

Diese Werte entsprechen den Auflösungen der vorhandenen Skalen und bilden damit den schlechtesten Fall ab. Innerhalb der Messreihen ist dagegen mit geringeren Abweichungen zu rechnen. Abbildung 6.2 zeigt die Farbbilder der Messaufnahmen unter Angabe des Setups (D1-D10) und des sich ergebenden Korrelationskoeffizienten. Zusätzlich sind auch Differenzbilder zwischen dem Zielsetup, also der bestmöglichen Justage, und den Dejustage-Bildern in Falschfarben dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich bei höheren Werten im Differenzbild und damit größeren Bildunterschieden auch eine größere Änderung des Korrelationskoeffizienten ergibt. Die größten Unterschiede von $\Delta\rho = 0,0114$ und $\Delta\rho = 0,0101$ treten bei Veränderung des Rekonstruktionswinkels auf.

Auf Grund der Winkelselektivität des Hologramms kann eine Veränderung des Winkels zu einem graduellen Intensitätsabfall im Bild führen, wie er auch im Differenzbild zu Setup D2 deutlich zu erkennen ist und welcher unmittelbar zu einer Verringerung des Koeffizientenwertes führt. Die geringsten Einflüsse zeigen die lateralen Verschiebungen des Hologramms in x-Richtung (Setup D5 / D6). Mit Differenzwerten von $\Delta\rho = -0,0003$ und $\Delta\rho = -0,0014$ sind die Abweichungen um einen Faktor nahe 10 geringer als bei Änderungen des Rekonstruktionswinkels. Auch die anderen Setups erzeugen deutlich geringere Abweichungen zwischen $\Delta\rho = -0,0028$ und $\Delta\rho = 0,0053$.

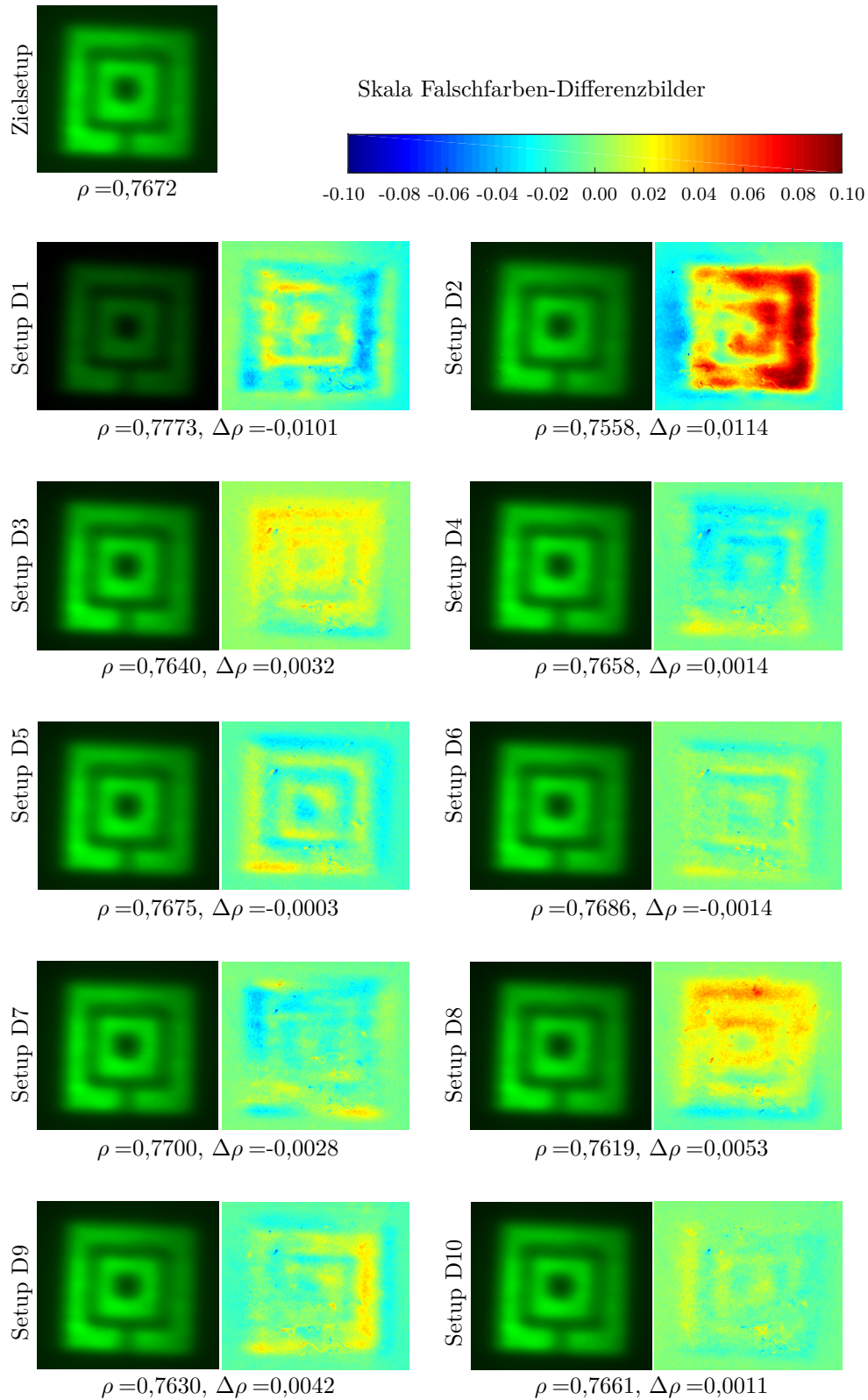


Abbildung 6.2: Farbbilder experimenteller Rekonstruktionen bei den verschiedenen Dejustagen im Messaufbau. Zusätzlich sind die Differenzbilder zum rekonstruierten Bild bei optimaler Justage (Zielsetup) als Falschfarbenbilder dargestellt. Unter den Bildern sind die sich ergebenden Werte des Korrelationskoeffizienten angegeben sowie die Abweichung zum Koeffizientenwert bei optimaler Justage.

An den Darstellungen in Abbildung 6.2 ist zu erkennen, dass in vielen Bildern die gleichen Differenzmuster in Form von Flecken und Linien auftreten. Hier ist ein Einfluss der Leinwandbeschaffenheit anzunehmen. Durch einen Versatz der Bilder zueinander, der besonders bei lateralen Verschiebungen oder Änderung des Rekonstruktionswinkels auftritt, liegen Störstellen des Projektionsschirms an unterschiedlichen Positionen im rekonstruierten Bild. Insbesondere bei Testreihen mit großen Verschiebungen, können entsprechend starke Einflüsse auf den Korrelationskoeffizienten entstehen.

Neben den Unregelmäßigkeiten der Schirmoberfläche ist im Hinblick auf die Vergleiche von gemessenen und simulierten Rekonstruktionen auch die Streueigenschaft des Schirms ein wichtiger Aspekt. Die Weichzeichnung der Rekonstruktion ist anhand der Bearbeitung des Idealbildes mit verschiedenen Gaußfiltern simuliert worden und in Abbildung 6.3.a veranschaulicht. Bei Betrachtung der entsprechenden Schnittbilder in Abbildung 6.3.b wird deutlich, dass die Kantenunschärfe, die durch den Projektionsschirm entsteht, etwa der Filterung mit einer Breite von $\sigma = 2$ entspricht. Diese führt zu einer Reduzierung des Koeffizientenwertes um $\Delta\rho = 0,0463$ und hat damit einen größeren Einfluss als die betrachteten Justagetoleranzen. Durch zusätzliche Simulation einer Kontrastreduzierung könnte der Kantenverlauf weiter dem in Abbildung 6.1 angenähert werden. Eine gleichmäßige Reduzierung des Kontrastes wirkt sich jedoch nicht auf den Wert des Korrelationskoeffizienten aus und ist damit für die Unsicherheitsbetrachtung nicht von Relevanz.

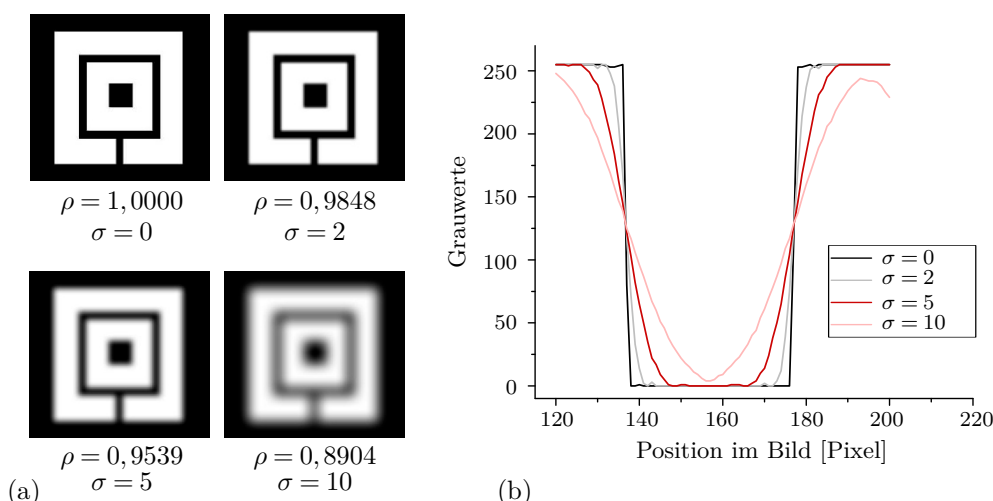
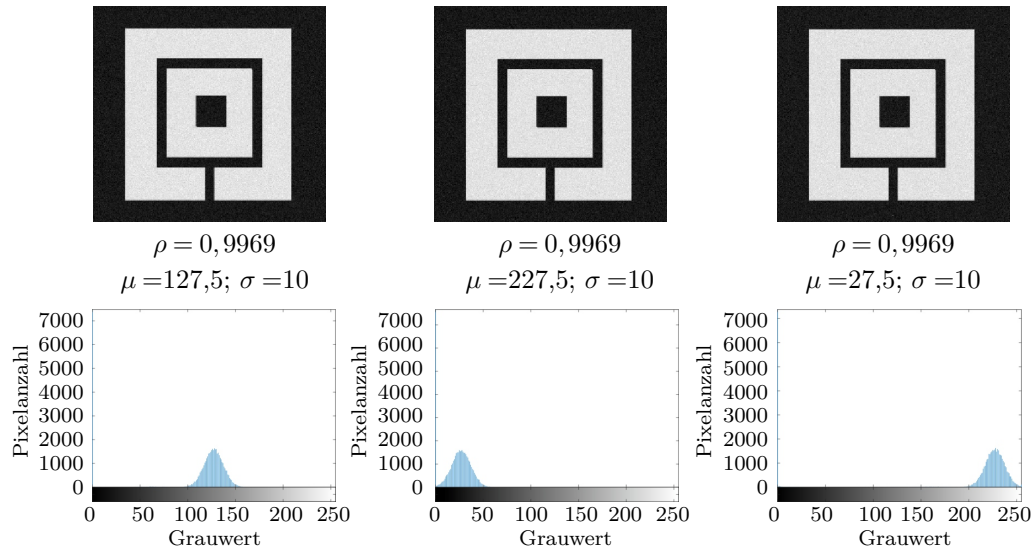


Abbildung 6.3: Darstellung der Änderung des Korrelationskoeffizienten bei Veränderung der Bildschärfe simulierter Rekonstruktionen. (a) zeigt Variationen des Testbildes, die mit einem Gaußfilter ($\sigma \in [0, 2, 5, 10]$) bearbeitet wurden, während in (b) der Kantenverlauf für die unterschiedlichen Bilder dargestellt ist. Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient im Vergleich mit dem idealen Bild angegeben.

Durchaus relevante Effekte, die in den Messbildern auftreten können und auch in den Farbbildern in Abbildung 6.2 zu sehen sind, sind Bildrauschen und Bildverzerrungen. Zur Abschätzung des Einflusses dieser Effekte wurde der Korrelationskoeffizient für verschiedene simulative Änderungen des Idealbildes berechnet. In Abbildung 6.4 sind Bilder mit Überlagerungen eines normalverteilten Rauschens inkl. der Bildhistogramme und in Abbildung 6.5 verzerrte Bilder dargestellt. Der sich ergebende Korrelationskoeffizient ist ebenfalls angegeben. Die Bilder zeigen, dass Rauscheffekte wie auch Verzerrungen des Bildes Einfluss auf den Koeffizienten haben. Ein Aspekt ist hier, dass sich die mittlere Intensität des Rauschsignals nicht auf den Koeffizienten auswirkt.

(a) Variation des Mittelwertes



(b) Variation der Standardabweichung

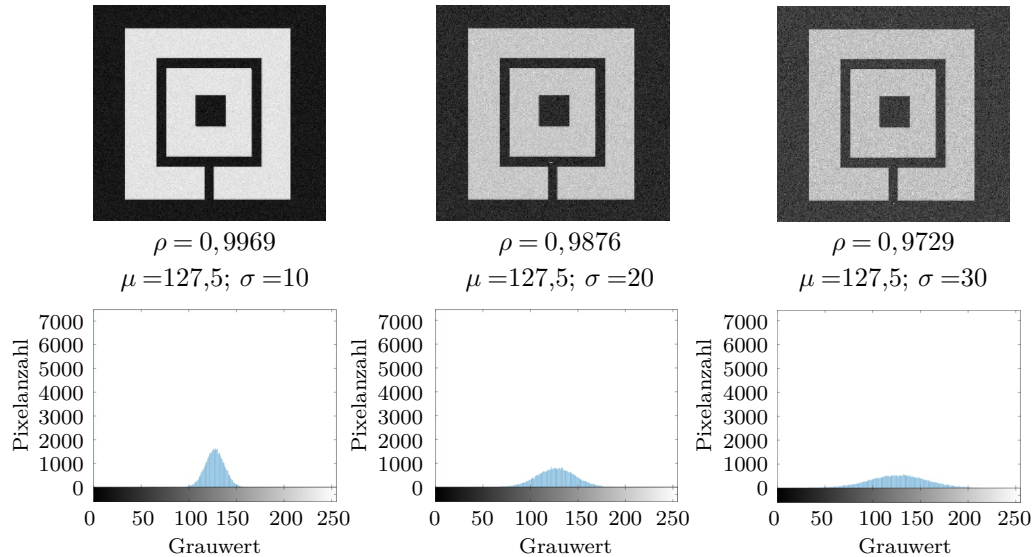


Abbildung 6.4: Darstellung der Änderung des Korrelationskoeffizienten bei Veränderung des Rauschsignals im simulierten Bild. Die Bilder sind mit normalverteilten Rauschsignalen überlagert, wobei μ den Mittelwert und σ die Standardabweichung in Grauwerten beschreiben. Für alle Darstellungen ist der Korrelationskoeffizient im Vergleich mit dem idealen Bild angegeben.

Hier ergibt sich für alle Bilder der gleiche Koeffizientenwert von $\rho = 0,9969$. Die Bandbreite des Rauschsignals dagegen führt zu leichten Veränderungen von maximal $\Delta\rho=0,0271$. Im Vergleich dazu hat die perspektivische Verzerrung einen deutlich stärkeren Einfluss auf den Koeffizienten. Hier kommt es in Abhängigkeit des Grades der Verzerrung zu Abweichungen bis $\Delta\rho=0,4048$. Allerdings ist die maximal simulierte Verzerrung deutlich stärker als in den Messbildern, deren Verzerrung vergleichbar mit Abbildung 6.5.b ist. Trotz dieser Darstellungen ist nicht beschreibbar, wie stark die Streulichteefekte, Bildrauschen und Verzerrungen in den Messungen genau sind, insbesondere da sie immer zeitgleich auftreten. Um dennoch eine Unsicherheitsabschätzung durchführen zu können, ist es auch im Hinblick auf die Justagetoleranzen sinnvoll, Messwiederholungen durchzuführen und anhand dieser die Schwankungen des Korrelationskoeffizienten zu ermitteln.

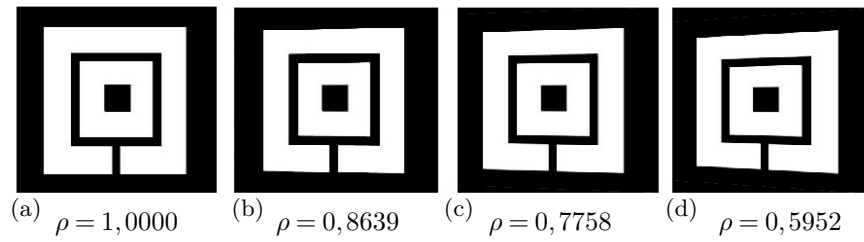


Abbildung 6.5: Darstellung der Änderung des Korrelationskoeffizienten für simulativ unterschiedlich stark perspektivisch verzerrte Bilder, wobei in (a) keine Verzerrung und in (d) die maximal simulierte Verzerrung vorliegt. Für alle Darstellungen ist der Korrelationskoeffizient im Vergleich mit dem idealen Bild angegeben.

Für die in Kapitel 5.3 definierten Messreihen werden daher zehn Wiederholungen pro Messungen festgelegt.

Neben dem Einfluss des Bildrauschens auf den Korrelationskoeffizienten ist auch dessen Ursache für die Auswertung von Interesse. Das Rauschen beruht neben stochastischen Effekten bei der Aufnahme auf Sprüngen in der Phasenverteilung, die bei der Berechnung mit dem IFTA entstehen und sich in hohen Intensitätsunterschieden einzelner benachbarter Pixel äußern. Da dieses Rauschen im Designalgorithmus begründet liegt, findet es sich in den experimentellen, aber auch in den simulierten Ergebnissen wieder. Während der in den Messreihen verwendete Projektionsschirm durch seine diffuse Streucharakteristik das Rauschen reduziert, ist es bei den Simulationen wesentlich deutlicher zu sehen. Abbildung 6.6 zeigt den Versuch, das Rauschen in der Simulation zu reduzieren. Dargestellt sind die simulierte Rekonstruktion eines einzelnen Subhologramms, die kohärente und inkohärente Überlagerung der Rekonstruktionen von 11×11 Subhologrammen und die Weichzeichnung letzterer mit einem Gaußfilter. Zu sehen ist, dass bei kohärenter und inkohärenter Überlagerung ohne Gaußfilter das Rauschen im Bild ausgeprägter ist als bei Einsatz des Filters.

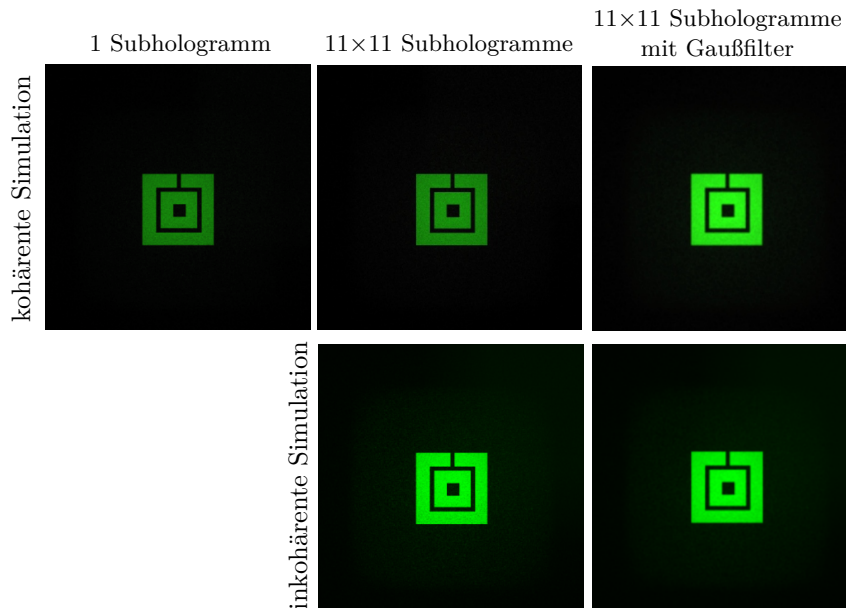


Abbildung 6.6: Darstellung von Farbbildern simulierter Rekonstruktionen für einzelne oder 11×11 Subhologramme bei kohärenter und inkohärenter Überlagerung. Zusätzlich ist die Weichzeichnung der Bilder mit einem Gaußfilter zur Annäherung an die Farbbilder der Experimente dargestellt.

Bei inkohärenter Simulation nimmt jedoch die Intensität und der Streulichtanteil um das rekonstruierte Bild herum zu. Auffällig ist, dass bei beiden Formen der Überlagerung das Bildrauschen auch bei 11×11 Subhologrammen ähnlich stark ausgeprägt ist. Dies resultiert daraus, dass allen Subhologrammen die gleiche Phasenverteilung zugrunde liegt und damit eine Überlagerung des gleichen Rauschmusters erfolgt. Die Verwendung eines Gaußfilters führt bei beiden Überlagerungsformen zu einer mit den Messungen vergleichbaren Reduzierung des Rauschens. Daher wird bei direktem Vergleich von Simulation und Experiment vor Berechnung des Korrelationskoeffizienten eine Filterung des Bildes vorgenommen.

Als letzter Einfluss auf die Messunsicherheit ist die bereits erwähnte Ungenauigkeit von ± 2 Pixeln bei der Überlagerung von Ideal- und Mess- bzw. Simulationsbild zu betrachten. Der Vergleich des Idealbildes mit sich selbst führt definitionsgemäß zu einem Wert des Korrelationskoeffizienten von $\rho = 1$. Der Versatz eines der Bilder um zwei Pixel in x- und y-Richtung resultiert in einem Wert von $\rho = 0,9662$, was einer Abweichung von $\Delta\rho = 0,0338$ entspricht. Allerdings ist die Abweichung auch von der Qualität der Bilder abhängig. Wird statt des Idealbildes das unscharfe Bild mit einem Gaußfilter $\sigma = 2$ mit sich selbst verglichen und der Koeffizient für die ideale und für die ± 2 Pixel Verschiebung berechnet, ergibt sich eine geringere Abweichung von $\Delta\rho = 0,0077$. Bei scharfen Bildkanten sind die lokalen Bilddifferenzen als Absolutwert betrachtet größer als bei graduellen Kantenverläufen. Dies ist auch anhand der entstehenden Differenzbilder für die Vergleiche mit idealem und Gaußgefiltertem Bild in Abbildung 6.7 ersichtlich. Eine Abschätzung der Unsicherheit durch die ungenaue Überlagerung ist damit ebenfalls vorab nicht möglich und für jede Berechnung separat zu bestimmen.

Zusammenfassend zeigen die diskutierten Ungenauigkeiten im Mess- wie auch im Analyseverfahren deutliche Einflüsse auf die Bildkorrelation. Allerdings sind die damit einhergehenden Messunsicherheiten nicht vorab kalkulierbar. Die Unsicherheit der im folgenden Abschnitt dargestellten Messergebnisse wird daher durch die Durchführung von zehn Messwiederholungen und durch gezielte Bildverschiebung um ± 2 Pixel bei der Analyse bestimmt.

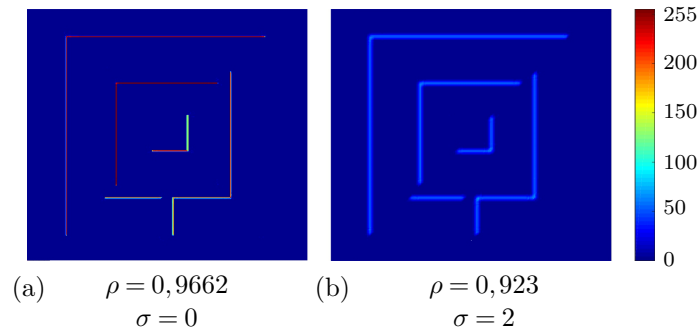


Abbildung 6.7: Simulation des Einflusses einer abweichenden Überlagerung der zu vergleichenden Bilder von ± 2 Pixel auf den Korrelationskoeffizienten. Dargestellt sind die Differenzbilder in Falschfarben bei Vergleich von zwei idealen Bildern (a) und zwei Gaußgefilterten Bildern ($\sigma = 2$).

6.2 Experimentelle und simulative Ergebnisse

6.2.1 Versuchsreihe I: Wellenlängenbedingte Bildskalierung und -unschärfe

In dieser Versuchsreihe wird die Korrektur der wellenlängenabhängigen Bildskalierung und der wellenlängenabhängigen Bildunschärfe untersucht. Drei Hologramme werden für ebene Wellen mit 445 nm, 532 nm und 638 nm berechnet, mit 532 nm in das Photopolymer belichtet und sowohl experimentell als auch simulativ rekonstruiert. Dabei dient das Hologramm für 532 nm als Referenz und wird für die Erfassung der Effekte bei Beleuchtung eines nicht optimierten Hologramms genutzt. Die Beleuchtung erfolgt mit allen drei Rekonstruktionswellenlängen, während die optimierten Hologramme mit den entsprechenden Designwellenlängen beleuchtet werden. Das Ziel der Optimierung ist es, für alle Wellenlängen die gleiche Größe und Bildschärfe der Rekonstruktionen zu erhalten. Zur Anpassung der Bildgröße werden daher die theoretisch ermittelten Skalierungsfaktoren von $S_{445} = 1,2$ und $S_{635} = 0,84$ verwendet und die Zielfokusebene für alle Wellenlängen mit $z = 300$ mm angegeben.

Im folgenden Abschnitt werden zunächst die Ergebnisse vor der Optimierung dargestellt. Im Anschluss folgt die Diskussion der Ergebnisse nach der Optimierung, wobei zunächst die Bildgröße und darauffolgend die Bildschärfe bzw. die Lage der Fokusebenen betrachtet wird.

Ergebnisse vor der Optimierung

Abbildung 6.8 zeigt die Ergebnisse für Experiment und Simulation vor und nach der Optimierung als Farbbilder unter Angabe des Korrelationskoeffizienten. Die Bilder zeigen bereits visuell, dass sich vor der Anpassung deutliche Unterschiede in der Größe und der Schärfe der rekonstruierten Bilder für alle drei Wellenlängen ergeben. Wie erwartet und anhand der Gittergleichung abschätzbar, ist die Rekonstruktion für 638 nm größer und für 445 nm kleiner als die Rekonstruktion bei der Aufnahmewellenlänge. Zudem sind die Bilder bei Beleuchtung mit diesen Wellenlängen unschärfer als bei 532 nm. Dies wird durch die Werte des Korrelationskoeffizienten bestätigt. Dieser erreicht für die Referenz bei 532 nm im Experiment einen Wert von $\rho_{532,E} = 0,8721 \pm 0,0046$ und in der Simulation von $\rho_{532,S} = 0,9709 \pm 0,0052$. Damit ist die Korrelation bei der Simulation offensichtlich höher. Bei visuellem Vergleich der experimentellen und der simulierten Bilder wird deutlich, dass im Experiment der Kontrast geringer ist und die Simulation eine höhere Schärfe aufweist, trotz Verwendung eines Gaußfilters. Da das Ziel nicht ist, die Effekte, die aus den Eigenschaften des Projektionsschirms resultieren, bis ins Details simulativ nachzustellen, ist die Analyse der relativen Koeffizientenwerte von Experiment und Simulation von Interesse. Dieser beträgt vor der Optimierung bei 445 nm $\rho_{445,E} = 0,5738 \pm 0,0015$ im Experiment und $\rho_{445,S} = 0,7688 \pm 0,0140$ in der Simulation und bei 638 nm $\rho_{638,E} = 0,5905 \pm 0,0019$ im Experiment und $\rho_{638,S} = 0,8166 \pm 0,0015$ in der Simulation. Die Abweichungen zur Referenz betragen damit vor der Optimierung für 445 nm experimentell $\Delta\rho_E = 0,2982$ und simulativ $\Delta\rho_S = 0,2021$. Für 638 nm liegt der Unterschied im Experiment bei $\Delta\rho_E = 0,2816$ und in der Simulation bei $\Delta\rho_S = 0,1543$. Die deutlich geringeren Koeffizientenwerte belegen die visuell bereits beobachteten Differenzen zwischen den Rekonstruktionen für die einzelnen Wellenlängen.

Ergebnisse nach Optimierung

Nach der Optimierung ergibt sich eine deutliche Angleichung der Rekonstruktionen, was auch visuell erkennbar ist. Die Größe und die Schärfe erscheint nun für alle Wellenlängen vergleichbar und der Unterschied des Koeffizientenwertes beträgt bei 445 nm $\Delta\rho_E = 0,0109$ im

Experiment und $\Delta\rho_S = 0,0339$ in der Simulation und bei 638 nm $\Delta\rho_E = 0,0086$ in der Messung und $\Delta\rho_S = 0,0069$ in der Simulation. Die Abweichungen zwischen den Absolutwerten von Experiment und Simulation sind in erster Linie auf Streulicht und damit Kontrastreduzierungen sowie auf eine leichte Bildverzerrung im Experiment zurückzuführen. Dennoch belegen die Ergebnisse, dass die Simulation die auftretenden physikalischen Effekte widerspiegelt und die Optimierung durch den Designansatz aus Kapitel 4.2 eine Annäherung der Rekonstruktionen erreicht wird. Dies ergibt sich auch aus der detaillierten Analyse der Ergebnisse im Hinblick auf die Bildgröße und die Lage der Hologramm-Fokusebenen.

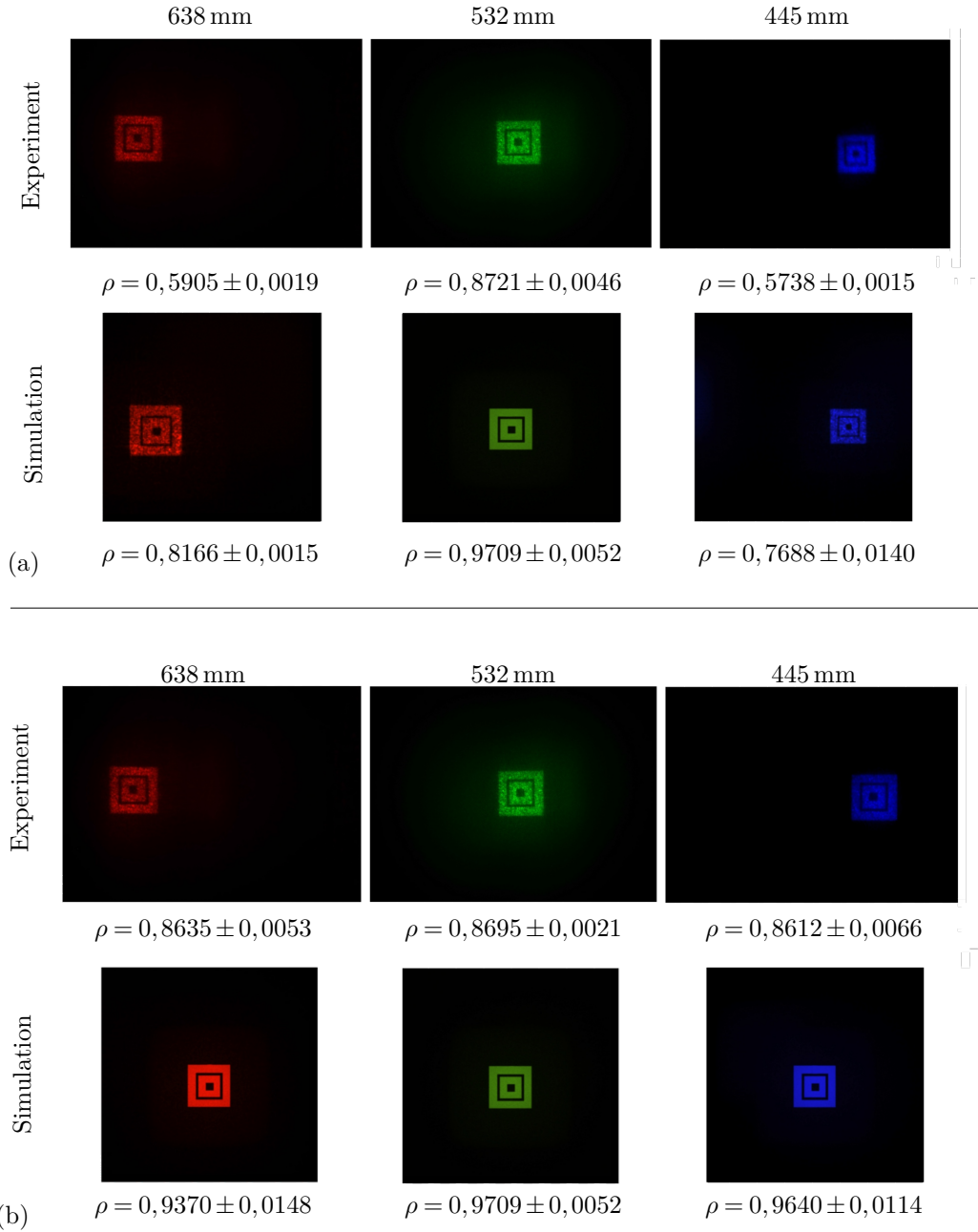


Abbildung 6.8: Farbbilder der simulativen und experimentellen Rekonstruktionen eines auf 532 nm optimierten Hologramms (a) und von auf die jeweilige Wellenlänge optimierten Hologrammen (b) bei Beleuchtung mit den Wellenlängen 445 nm, 532 nm und 638 nm. Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient bei Vergleich mit dem idealen Bild angegeben.

Optimierung der Bildgröße

Die Auswertung der Schnittbilder bekräftigen den visuellen Eindruck. Bei der Rekonstruktion mit der Aufnahmewellenlänge 532 nm ergeben sich vor der Optimierung Größenunterschiede zwischen 445 nm und 532 nm von $\Delta L_E = -2,752$ mm im Experiment bzw. $\Delta L_S = -1,691$ mm in der Simulation und zwischen 638 nm und 532 nm von $\Delta L_E = 4,805$ mm im Experiment bzw. $\Delta L_E = 4,861$ mm in der Simulation. Die genauen Kantenlängen in den experimentellen und simulierten Rekonstruktionen sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Nach der Optimierung liegen die Unterschiede lediglich bei $\Delta L_E = -0,386$ mm bzw. $\Delta L_S = -0,105$ mm für 445 nm und bei $\Delta L_E = 0,947$ mm bzw. $\Delta L_S = 0,311$ mm für 638 nm (vgl. Tabelle 6.1). Dies ist eine deutliche Reduzierung und belegt die Annäherung der Bildgrößen durch das Design.

Neben der erfolgreichen Größenangleichung zeigen sich jedoch leichte Abweichungen zwischen experimentellen und simulierten Ergebnissen. Diese liegen bei 0,522 mm für 532 nm, 0,539 mm für 445 nm und 0,466 mm für 638 nm vor der Optimierung und bei 0,241 mm für 445 nm und 1,168 mm für 638 nm nach der Optimierung und liegen damit außerhalb der Messunsicherheit ($\pm 0,192$ mm im Experiment und $\pm 0,212$ mm in der Simulation). Eine Ursache für diese Unterschiede ist in den idealen Annahmen bei der theoretischen Berechnung der Bildgröße zu vermuten. Diese basiert auf der Verwendung eines 160×160 Pixel großen Bildes im Design (ΔW_B) und einer angenommenen Samplingdistanz von $dx_H = 1,22 \mu\text{m}$ in der Hologrammebene. Die Samplingdistanz ergibt sich aus der Annahme einer Hologrammgröße von 1,25 mm mit 1024×1024 Pixeln. Im Rahmen des Belichtungsprozesses wird zwar von gleichen Hologrammgrößen ausgegangen, allerdings können die Subhologramme auf Grund von Justageungenauigkeiten auch eine geringere Größe aufweisen. Eine Reduzierung der angenommenen Ausdehnung um 0,1 mm auf 1,15 mm führt zu einer deutlichen Änderung der Größe des simulierten Bildes, sodass bspw. vor der Optimierung die Abweichung zum Experiment auf 0,095 mm für 532 nm, auf 0,031 mm für 445 nm und 0,792 mm für 638 nm reduziert werden kann. Diese Werte unterschreiten zumindest für 532 nm und 445 nm die Messunsicherheit.

Abbildung 6.9 zeigt die Aufnahme einer Matrix von Subhologrammen mit einer Mikroskopkamera bei 60-facher Vergrößerung. Die Vermessung der Ausdehnungen erfolgt unter Verwendung der eingeblendeten Skala (Auflösung 0,1 mm) als Referenz und ergibt eine Kantenlänge von 1,193 mm in x- und von 1,208 mm in y-Richtung.

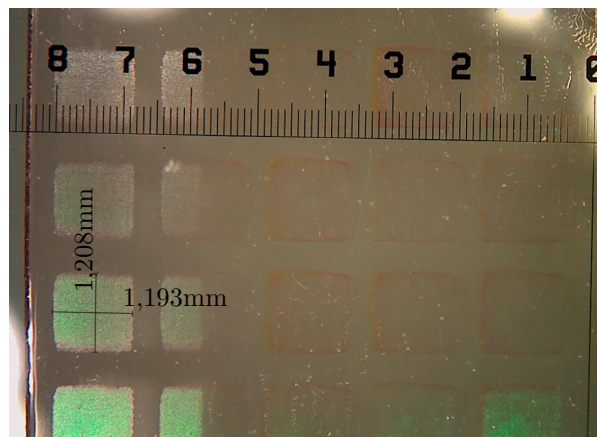


Abbildung 6.9: Aufnahme von Subhologrammen mit einer Mikroskopkamera bei 60-facher Vergrößerung. Die Detailaufnahme ermöglicht eine Vermessung der Subhologramme, welche eine Ausdehnung von 1,193 mm in x- und 1,208 mm in y-Richtung ergibt.

Wie allerdings in der Abbildung zu sehen ist, sind die Kanten der Subhologramme leicht unscharf und zerfasert, so dass die Maße lediglich als Richtwert angenommen werden können. Für genauere Aussagen ist die Unsicherheit bei der Linsenjustierung im Belichtungsprozess zu reduzieren, um eine schärfere Abbildung der SLM-Phasenbilder in das Polymer zu erzielen.

Eine weitere Ursache für Differenzen zwischen Simulation und Experiment liegt in der Diskretisierung der Simulationsdaten. Insbesondere bei den Umrechnungen zur Visualisierung nach Abschnitt 5.1, *Visualisierung der Rekonstruktion*, kann ein Auf- oder Abrunden der Werte großen Einfluss haben. Das rekonstruierte Bild wird für Wellenlängen >420 nm in einem größeren Fenster erzeugt (vgl. Gleichung (4.9)) und für eine einheitliche Darstellung zugeschnitten und interpoliert. Da diese Schritte über Schwellwerte erfolgen, kann der Unterschied zwischen Auf- und Abrunden beim Bildzuschnitt einen ebenso großen Einfluss auf die Kantenlänge des Bildes haben wie die Unsicherheit beim Ablesen der Kantenposition. Bei all diesen Einflüssen sind die sich ergebenden Unterschiede der Bildgröße von $\sim 0,5$ mm zwischen Experiment und Simulation ein akzeptables Ergebnis und die Simulation spiegelt die experimentellen Rekonstruktionen realistisch wider. Zudem ist die Anpassung der Rekonstruktionsgröße anhand der theoretischen Beziehung aus Gleichung (4.11) erfolgreich und es können Hologramme für beliebige Wellenlängen ausgelegt und auch bei abweichender Aufnahmewellenlänge mit diesen rekonstruiert werden.

Optimierung der Fokusebene

Der zweite zu betrachtende Aspekt dieser Versuchsreihe ist die Bildunschärfe und damit die Lage der Fokusebene des Hologramms für die verschiedenen Wellenlängen. Wie bereits in Abschnitt 5.3 dargestellt, liegen die theoretischen Fokusebenen bei Distanzen von $z_{445} = 359$ mm für 445 nm, $z_{532} = 300$ mm für 532 nm und bei $z_{638} = 250$ mm für 638 nm. Zur Analyse wird der Korrelationskoeffizient für die rekonstruierten Bilder in verschiedenen Distanzen berechnet. Um die Fokusebene und damit die Ebene mit der schärfsten Abbildung korrekt ermitteln zu können, wird bei der Berechnung ein Idealbild verwendet, welches in seiner Größe der Bildgröße der entsprechenden Wellenlänge angepasst ist. Die Veränderung des Korrelationskoeffizienten über die Distanz zwischen Hologramm und Projektionsschirm ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

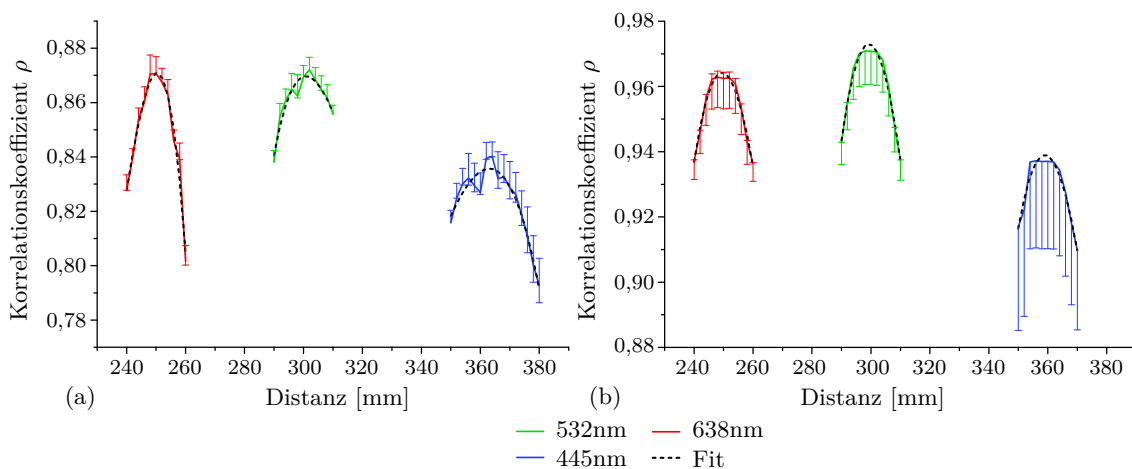


Abbildung 6.10: Werte des Korrelationskoeffizienten für experimentelle (a) und simulierte (b) Rekonstruktionen in verschiedenen Distanzen vor der Optimierung.

Die maximalen Werte des Korrelationskoeffizienten für die experimentellen Rekonstruktionen sind $\rho_{532} = 0,8721 \pm 0,0046$ bei einer Distanz von $302\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ für 532nm, $\rho_{445} = 0,8402 \pm 0,0044$ bei $364\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ für 445nm und $\rho_{638} = 0,8707 \pm 0,0058$ bei $250\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ für 638nm. Da die Ergebnisse leichten Schwankungen unterliegen, werden die Verläufe zusätzlich für jede Wellenlänge mit einer polynomischen Funktion dritten Grades angenähert. Es ergeben sich für die Funktionswerte sehr ähnliche Ergebnisse von $\rho_{532} = 0,8697$ bei $300\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ für 532nm, $\rho_{445} = 0,8357$ ebenfalls bei $364\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ für 445nm und $\rho_{638} = 0,8709$ bei $250\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ für 638nm.

Die theoretischen und die experimentellen Werte für die Distanz der Fokusebenen stimmen damit sehr gut überein. Lediglich bei 445nm ergibt sich eine größere Abweichung von $5\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$. Eine detaillierte Bildanalyse zeigt, dass sich zwar die Absolutwerte der Differenzbilder nicht unterscheiden, allerdings eine leichte Veränderung der Gleichmäßigkeit in Form lokaler Änderungen der Pixelwerte zu erkennen ist. Im Hinblick auf die Tests mit unterschiedlichem Bildrauschen in Abschnitt 6.1 ist diese Veränderung als Ursache für die Schwankungen des Koeffizienten anzunehmen.

In Abbildung 6.10.b ist der Korrelationskoeffizient über die Distanz für die Simulationsergebnisse dargestellt. Wie bei den experimentellen Ergebnissen, nimmt der Koeffizientenwert auch für die Simulation mit größerer Distanz zur Fokusebene ab. Damit lassen sich die Lagen der Fokusebenen wie folgt ermitteln. Für 532nm liegt diese bei 300mm ($\rho = 0,9709 \pm 0,0052$), für 445nm bei 360mm ($\rho = 0,9370 \pm 0,0134$) und für 638nm bei 248mm ($\rho = 0,9629 \pm 0,0056$). Damit stimmen die simulierten Ergebnisse sehr gut mit den Experimenten überein.

Die Werte des Korrelationskoeffizienten nach der Optimierung sind in Abbildung 6.11 für die experimentellen und simulierten Rekonstruktionen über die Distanz aufgetragen. Die Kurven für die verschiedenen Wellenlängen liegen sehr nah beieinander und belegen damit eine gute Adaption der Fokusebenen. In den Experimenten ergeben sich diese zu $300\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ bei 532nm ($\rho = 0,8695 \pm 0,0021$), zu $300\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ bei 445nm ($\rho = 0,8612 \pm 0,0066$) und zu $298\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ bei 638nm ($\rho = 0,8635 \pm 0,0053$). Allerdings ist anhand der Kurvenverläufe ersichtlich, dass im Experiment der Korrelationskoeffizient für 445nm zu geringeren Distanzen stärker abfällt als zu höheren, für 638nm ist der Effekt invertiert und nicht so stark ausgeprägt.

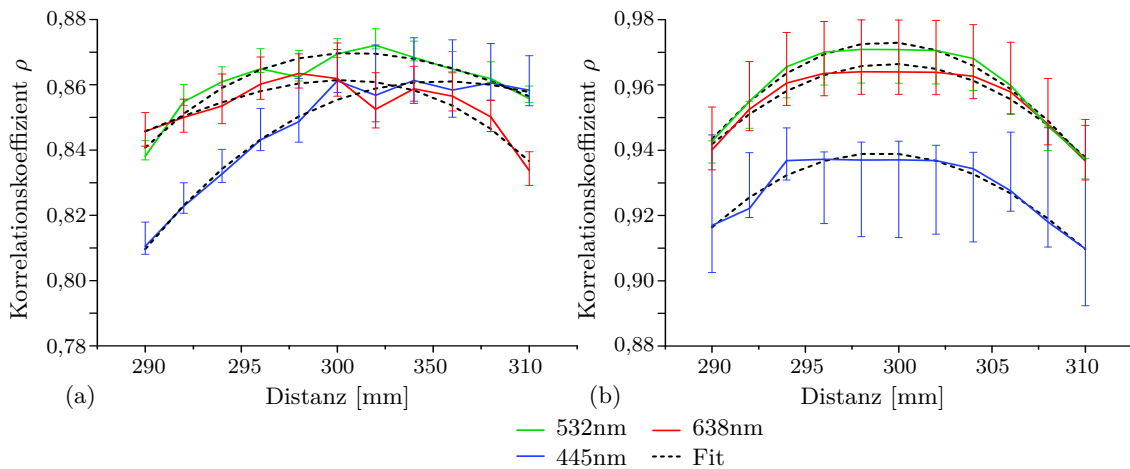


Abbildung 6.11: Werte des Korrelationskoeffizienten für experimentelle (a) und simulierte (b) Rekonstruktionen in verschiedenen Distanzen nach der Optimierung.

Daher ergibt sich bei Betrachtung der Fit-Kurve für die Wellenlänge 445 nm eine leicht abweichende Rekonstruktionsdistanz von 306 mm, während sich für 638 nm und 532 nm ebenfalls 300 mm ergeben. In Anbetracht der Differenzen zwischen den Fokusebenen für die verschiedenen Wellenlängen vor der Optimierung von ≥ 50 mm, ist die Anpassung trotz der geringen Abweichung erfolgreich.

Die Simulation führt zu ähnlichen Ergebnissen. Die Fokusebenen liegen hier bei Distanzen von 298 mm bei 532 nm ($\rho = 0,9709 \pm 0,0052$), 300 mm bei 445 nm ($\rho = 0,9370 \pm 0,0148$) und 300 mm bei 638 nm ($\rho = 0,9640 \pm 0,0114$). Die Rekonstruktionsdistanz ist damit für die verschiedenen Wellenlängen nahezu identisch. Alle genannten Werte des Korrelationskoeffizienten vor und nach der Optimierung sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse dieser Versuchsreihe, dass mit dem in dieser Arbeit entwickelten Designalgorithmus eine gute Anpassung von Hologrammen für verschiedene Wellenlängen trotz abweichender Aufnahmewellenlänge möglich ist.

Tabelle 6.1: Ergebnisse für den Korrelationskoeffizienten für die experimentelle und simulierte Rekonstruktion vor und nach der Optimierung für verschiedene Wellenlängen.

| | | Wellenlänge | | |
|----------------------|---|---------------------|---------------------|---------------------|
| | | 445nm | 532nm | 638nm |
| vor der Optimierung | Experiment | | | |
| | Größe bei $z=300$ mm [mm] | 19,101 $\pm 0,192$ | 21,853 $\pm 0,192$ | 26,658 $\pm 0,192$ |
| | Korrelationskoeffizient bei $z=300$ mm | 0,5738 $\pm 0,0015$ | 0,8721 $\pm 0,0046$ | 0,5905 $\pm 0,0019$ |
| | Distanz der Fokusebene [mm] | 364 $\pm 0,5$ | 302 $\pm 0,5$ | 250 $\pm 0,5$ |
| | Simulation | | | |
| | Größe bei $z=300$ mm [mm] | 19,640 $\pm 0,212$ | 21,331 $\pm 0,212$ | 26,192 $\pm 0,212$ |
| | Korrelationskoeffizient bei $z=300$ mm | 0,8688 $\pm 0,0140$ | 0,9709 $\pm 0,0052$ | 0,9166 $\pm 0,0015$ |
| | Distanz der Fokusebene [mm] | 360 | 300 | 248 |
| | | | | |
| nach der Optimierung | Experiment | | | |
| | Größe bei $z=300$ mm [mm] | 21,47 $\pm 0,192$ | 21,853 $\pm 0,192$ | 22,8 $\pm 0,192$ |
| | Korrelationskoeffizient in der Fokusebene | 0,8612 $\pm 0,0066$ | 0,8695 $\pm 0,0021$ | 0,8635 $\pm 0,0053$ |
| | Distanz der Fokusebene [mm] | 300 $\pm 0,5$ | 300 $\pm 0,5$ | 298 $\pm 0,5$ |
| | Simulation | | | |
| | Größe bei $z=300$ mm [mm] | 21,226 $\pm 0,212$ | 21,331 $\pm 0,212$ | 26,192 $\pm 0,212$ |
| | Korrelationskoeffizient in der Fokusebene | 0,9370 $\pm 0,0148$ | 0,9709 $\pm 0,0052$ | 0,9640 $\pm 0,0114$ |
| | Distanz der Fokusebene [mm] | 300 | 298 | 300 |

Die Verwendung von Gleichung (4.11) zur Skalierung ermöglicht die wellenlängenabhängige Anpassung der Größe der Rekonstruktionen. Durch die Berücksichtigung der Rekonstruktionsdistanz im IFTA mittels Fraunhofer-Approximation gemäß Gleichung (4.3) wird auch die axiale Lage der schärfsten Abbildung erfolgreich an die Ergebnisse für die Referenz von 532 nm angepasst.

Außerdem belegen die Ergebnisse, dass der Simulationsalgorithmus aus Kapitel 5.1 die experimentellen Ergebnisse hinreichend genau widerspiegelt, trotz Vernachlässigung der exakten Transmissions- und Streueigenschaften der Projektionsfläche im Messaufbau.

6.2.2 Versuchsreihe II: Wellenlängenbedingte Bildverschiebung

Ziel der Tests dieser Versuchsreihe ist die Kompensation der wellenlängenabhängigen Bildverschiebung, die aus einem abweichenden Beugungswinkel resultiert. Dazu werden die Hologramme aus Versuchsreihe eins hinsichtlich der lateralen Position der Rekonstruktionen ausgewertet. Referenz bildet wiederum das für 532 nm optimierte Hologramm.

Die Berechnung der theoretischen Beugungswinkel ergibt unter Annahme eines Referenzwinkels von 30° und eines Objektwinkels von 0° einen Versatz von $-4,69^\circ$ für 445 nm und von $5,72^\circ$ für 638 nm. Der relative Versatz der rekonstruierten Bilder für die verschiedenen Wellenlängen zueinander ist visuell bereits in Abbildung 6.8 zu sehen. Die Auswertung zeigt, dass in den experimentellen Rekonstruktionen das rekonstruierte Bild für 445 nm bei $-5,05^\circ \pm 0,45^\circ$ und für 638 nm bei $5,96^\circ \pm 0,44^\circ$ liegt. Die Winkelunsicherheit ergibt sich aus den Abschätzungen für Justageungenauigkeiten und Ableseungenauigkeiten in den Leuchtdichtebildern gemäß Abschnitt 6.1.

Für die Simulation ergeben sich Winkel von $-4,66^\circ \pm 0,04^\circ$ für 445 nm und $5,67^\circ \pm 0,04^\circ$ für 638 nm, wobei die Unsicherheit aus der Ablesegenauigkeit in den Simulationsbildern resultiert. Die Abweichungen zwischen den experimentellen Ergebnissen und den theoretischen Berechnungen liegen mit Werten von $\Delta\theta_{445,E} = 0,36^\circ$ und $\Delta\theta_{638,E} = 0,24^\circ$ innerhalb der Messunsicherheit. Der Vergleich der theoretischen und der simulierten Werte führt zu Unterschieden von $\Delta\theta_{445,S} = 0,03^\circ$ und $\Delta\theta_{638,S} = 0,05^\circ$. Damit liegt die Differenz bei 638 nm knapp außerhalb der Unsicherheit. Eine mögliche Ursache dafür liegt in den Umrechnungen für die Visualisierung unterschiedlicher Wellenlängen, welche bereits in Abschnitt 6.2.1 als Ursprung für Abweichungen der Bildkantenlängen diskutiert wurde.

Die notwendigen Verschiebungen der Rekonstruktionen für 445 nm und 638 nm zur Überlagerung aller Bilder ergeben sich aus deren Beugungswinkeln von $-4,69^\circ$ für 445 nm und $5,72^\circ$ für 638 nm. Die Optimierung der Hologramme und damit die Überlagerung der drei Wellenlängen ist unter Verwendung der Gleichung (4.19) realisierbar. Wie die Ergebnisse der Simulationen aus Versuchsreihe I in Abbildung 6.8 belegen, führt das optimierte Design zu einer erfolgreichen Verschiebung der rekonstruierten Bilder. Die Lage der Rekonstruktionen weicht lediglich um $0,08^\circ \pm 0,04^\circ$ (4 Pixel) für 445 nm und $0,06^\circ \pm 0,04^\circ$ (3 Pixel) für 638 nm ab. Eine experimentelle Überprüfung ist allerdings nicht möglich. Die berechneten Hologramme können nicht mit dem Belichtungsprozess in einem Photopolymer realisiert werden, da die Winkel größer als 4° sind und damit bei der Aufnahme abgeschattet würden (vgl. Erläuterungen in Kapitel 4.1).

Eine Abschätzung der Funktionalität des Designansatzes ist dennoch möglich, indem die Winkel auf $<4^\circ$ reduziert werden. Daher werden Hologramme berechnet, die bei Beleuchtung mit 532 nm eine Verschiebung von 15 mm in x - und 20 mm in y -Richtung erzeugen. Diese Verschiebungen entsprechen Winkeln von $\theta_x = 2,87^\circ$ und $\theta_y = 3,82^\circ$. Das experimentelle Ergebnis ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Der Versatz beträgt in x -Richtung 158 Pixel und damit $15,17 \text{ mm} \pm 0,192 \text{ mm}$. In y -Richtung ergeben sich 207 Pixel und damit

19,87 mm \pm 0,192 mm. Die Abweichungen zu den Zielwerten liegen innerhalb der Messunsicherheit. Damit lässt sich auch experimentell belegen, dass die gezielte lokale Verschiebung rekonstruierter Bilder mit dem Designprozess möglich ist.

An diesem Punkt setzt die Versuchsreihe III an. Ziel ist die Entwicklung und Überprüfung von Konzepten zur Überlagerung rekonstruierter Bilder für verschiedene Wellenlängen trotz der vorliegenden Einschränkungen durch den Belichtungsprozess.

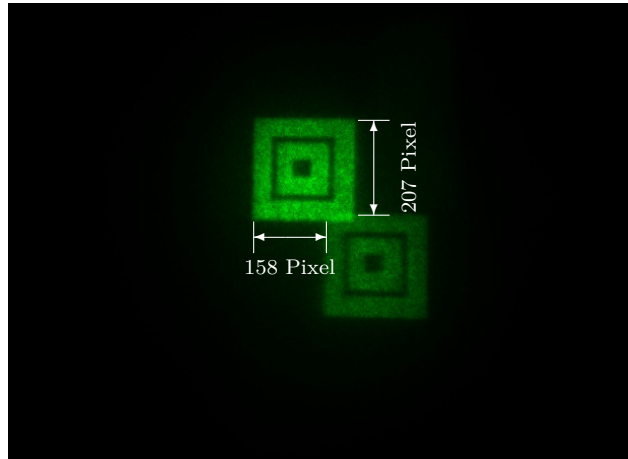


Abbildung 6.12: Farbbild der resultierenden Bilder bei Design der Hologramme für einen Versatz der Rekonstruktionen von 15 mm in x - und 20 mm y -Richtung.

6.2.3 Versuchsreihe III: Weißlichtüberlagerung

Im Rahmen dieser Versuchsreihe wird die Realisierung einer Weißlichtüberlagerung durch die Kombination und Erweiterung der bisherigen Optimierungsschritte betrachtet. Innerhalb einer studentischen Arbeit (F. Spreyer, [S13]) wurden sieben Ansätze betrachtet, mit denen eine weiße Darstellung eines Testbildes durch RGB-Überlagerung realisiert werden soll. Die Ansätze lassen sich anhand der Belichtungswellenlängen in die zwei Kategorien *monochrome Belichtung* und *polychrome Belichtung* einteilen. Bei den Ansätzen der ersten Kategorie kommt, wie auch in den bisherigen Versuchsreihen, nur die Belichtungswellenlänge 532 nm zum Einsatz, während bei den Ansätzen aus Kategorie zwei mit den Wellenlängen 473 nm, 532 nm und 660 nm belichtet wird. Unabhängig von der Belichtungswellenlänge erfordert jedes Konzept zunächst das computerbasierte Design der Objektwelleninformation für die verschiedenen Wellenlängen zur Anpassung der Größe und der Fokusebene. Bei der Kompensation des wellenlängenabhängigen Versatzes unterscheiden sich die Methodiken. Die *modulierten Ansätze* nutzen eine ebenfalls computerbasierte Verschiebung der Rekonstruktion im Rahmen der mit dem Belichtungsprozess realisierbaren Winkel, während die *unmodulierten Ansätze* die Verschiebung durch Variation des Referenzwinkels erzielen. Zur Umsetzung einer RGB-Überlagerung mit den modulierten Ansätzen werden für jede der verschiedenen Wellenlängen Hologrammmatrizen erzeugt, bei welchen die Subhologramme innerhalb einer Matrix für die gleiche Wellenlänge optimiert sind. Durch gezielte laterale Anordnung der Hologrammmatrizen kann der notwendige Versatz für eine Überlagerung der Rekonstruktionen deutlich reduziert werden.

In weiteren Ansätzen wird die Realisierung einer Matrix betrachtet, deren Subhologramme randomisiert für verschiedene Wellenlängen optimiert sind oder deren Subhologramme durch Mehrfachbelichtung die Informationen für alle drei Wellenlängen enthalten. Die Ver-

wendung einer einzigen Matrix für alle Wellenlängen ist im Hinblick auf den Einsatz der Hologramme mit weißen LEDs in Scheinwerfern die sinnvollste Lösung. Eine Übersicht über alle von Spreyer betrachteten Konzepte ist in Abbildung 6.13 dargestellt.

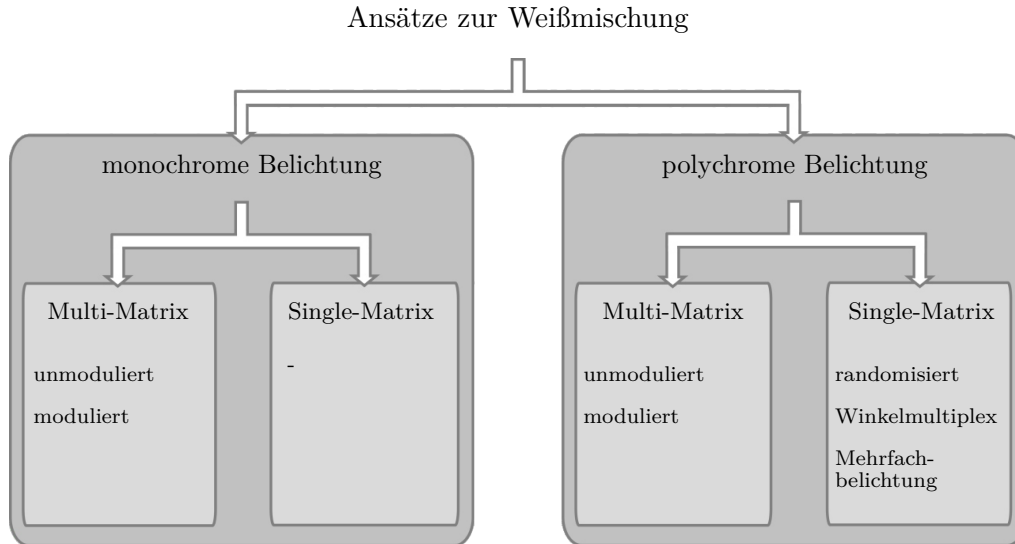


Abbildung 6.13: Übersicht der von Spreyer [S13] untersuchten Ansätze zur Realisierung einer Weißlichtüberlagerung.

Um alle Hologramme möglichst ideal zu rekonstruieren und dazu die im Belichtungsprozess verwendeten Laser nutzen zu können, werden die Experimente von Spreyer nicht mit dem bisher genutzten Laboraufbau sondern in dem Belichtungs Aufbau durchgeführt. Dazu erfolgt eine Umlenkung des roten und blauen Lasers über die dichroitischen Spiegel und eine Umlenkung des grünen Lasers über einen zusätzlichen Spiegel in dessen Referenzstrahlengang. Der sich so ergebende Rekonstruktionsaufbau innerhalb des Belichtungsbaus ist in Abbildung 6.14 ersichtlich. Die Aufnahme der Rekonstruktionen erfolgt wie bisher über die LMK und die Auswertung wird anhand von Schnittbildern durchgeführt. Als Testbild dient in dieser Versuchsreihe ein Streifenmuster. Die sich aus dem Aufbau ergebenden Unsicherheiten werden durch Messwiederholungen ermittelt. In Abbildung 6.15 sind die Farbbilder und die dazugehörigen Schnittbilder für die einzelnen Konzepte dargestellt. Die relativen Positionen der Rekonstruktionen zueinander sind in Tabelle 6.2 zu finden, wobei die Position für 532 nm als Referenz dient.

Anhand der Ergebnisse ist zu sehen, dass von den sieben Ansätzen nur vier zu einer ungestörten Überlagerung der Rekonstruktionen für die verschiedenen Wellenlängen führen. Bei diesen Ansätzen handelt es sich ausschließlich um Konzepte mit lokal getrennten Hologrammmatrizen, wobei die Überlagerung sowohl mit polychromer als auch mit monochromer Belichtung realisierbar ist. Dabei macht es keinen Unterschied, ob der Versatz der Hologrammmatrizen zueinander über einen modulierten oder einen unmodulierten Ansatz kompensiert wird. Der maximale relative Versatz für diese Konzepte liegt bei $-1,3\text{ mm} \pm 0,3\text{ mm}$ für den polychromen, modulierten Prozess bei 473 nm. Die monochromen und auch der polychrome, unmodulierte Ansatz zeigen noch geringere Verschiebungen und weisen damit eine gute Überlagerung auf. Im Vergleich dazu liegen die Rekonstruktionen bis zu $14,8\text{ mm} \pm 1,1\text{ mm}$ bei dem nicht optimierten Hologramm auseinander. Anders ist es bei den Ansätzen mit einer randomisierten Matrix, mit und ohne Winkelmultiplexing, oder der Matrix mit Mehrfachbelichtung.

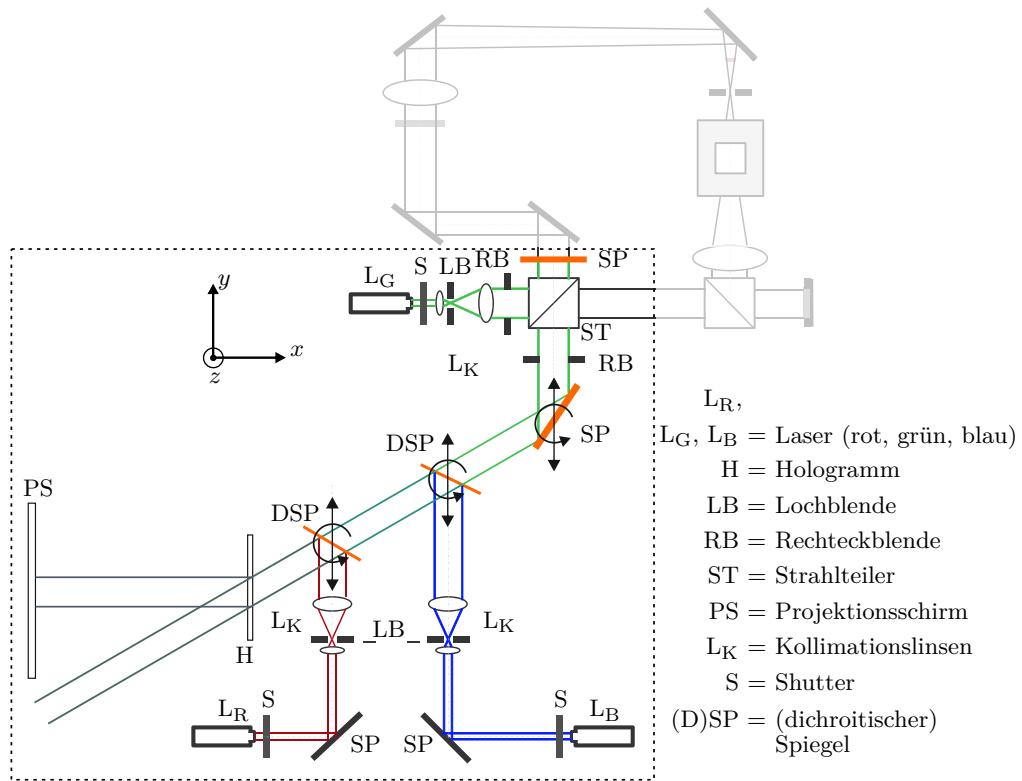
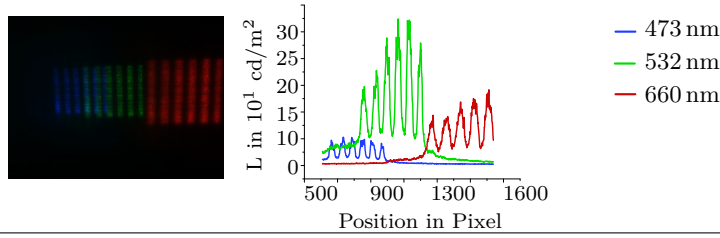


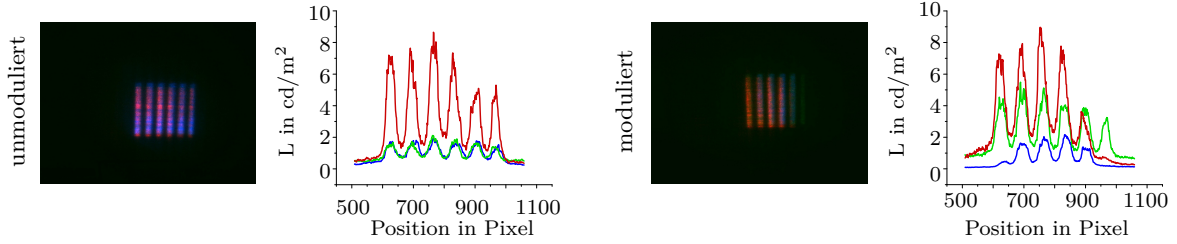
Abbildung 6.14: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Rekonstruktion der Transmissionshologramme nach Spreyer [S13]. Dieser basiert auf dem Aufbau zur Belichtung der Hologramme (vgl. Abbildung 4.1), welcher durch eine variable Halterung der mit orange gekennzeichneten (dichroitischen) Spiegel ergänzt wurde.

Bei der Mehrfachbelichtung ist auffällig, dass sich für jede Wellenlänge nur eine Rekonstruktion ergibt, deren Versatz und Skalierung aber mit den Ergebnissen vor der Optimierung vergleichbar sind. So liegt der Versatz vor der Optimierung für 473 nm bei $-14,8 \text{ mm} \pm 1,1 \text{ mm}$ und für 660 nm bei $36,5 \text{ mm} \pm 0,6 \text{ mm}$ und im Vergleich dazu bei der Mehrfachbelichtung für 473 nm bei $-15,9 \text{ mm} \pm 0,9 \text{ mm}$ und für 660 nm bei $32,1 \text{ mm} \pm 2,6 \text{ mm}$. Zurückzuführen ist dies auf die notwendige Anpassung der Belichtungszeiten und -intensitäten für die einzelnen Wellenlängen. Die Ergebnisse belegen, dass nur ein Hologramm erfolgreich belichtet wird, nämlich jenes für die zuerst genutzte Wellenlänge. Für die hier dargestellten Ergebnisse ist dies die Wellenlänge 660 nm. Auch in weiteren Tests konnte im Rahmen dieser Arbeit keine geeignete Parameteranpassung der Belichtungsdauer und -intensität für eine für alle Wellenlängen gleichanteilige Mehrfachbelichtung erzielt werden. Die beiden weiteren Konzepte der randomisierten Matrix und der Matrix mit Winkelmultiplexing führen dagegen zwar zu einer Überlagerung von Rekonstruktionen (maximaler Versatz bei der randomisierten Matrix liegt bei $12 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$ für 473 nm), jedoch treten weitere unerwünschte Bilder auf. Diese resultieren aus der Rekonstruktion jedes Subhologramms mit jeder beleuchtenden Wellenlänge, was anhand der unterschiedlichen Skalierungen und Lage der Bilder ersichtlich ist. So entsteht bspw. ein verkleinertes grünes Bild durch Rekonstruktion eines auf 660 nm optimierten Subhologramms mit der Wellenlänge 532 nm. Die Erzeugung von Farbbildern durch Winkelmultiplexing ist ein etabliertes Verfahren in der Holographie und sollte daher auch bei der Erzeugung mit den Verfahren dieser Arbeit zu einer Weißüberlagerung führen.

ohne Optimierung



monochrome Belichtung



polychrome Belichtung

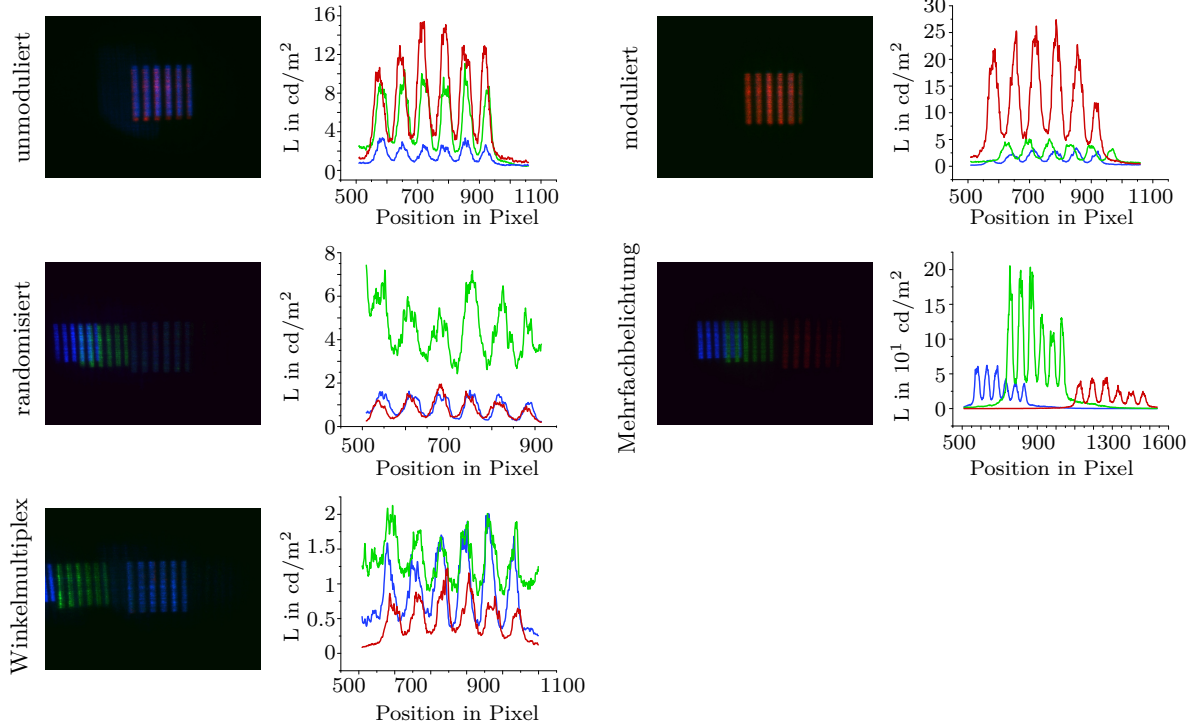


Abbildung 6.15: Farb- und Schnittbilder der experimentellen Ergebnisse für die Weißlicht-Konzepte nach Spreyer [S13].

Dass dem nicht so ist, liegt wesentlich an den Belichtungsparametern und deren Einfluss auf die Eigenschaften des holographischen Materials und damit auf die Beugungseffizienz. Eine messtechnische Abschätzung im Rahmen einer studentischen Arbeit zeigt, dass die Hologramme nur geringe Änderungen der Effizienz für das sichtbare Spektrum und damit eine geringe Wellenlängenselektivität aufweisen (A. Ettelt, [S11]). Gleiches gilt für die Winkelselektivität. Bestätigt wird dies durch Simulationen der Effizienz mittels RCWA, für welche zunächst Materialparameter nach Herstellerangabe genutzt wurden.

Tabelle 6.2: Übersicht über die Ergebnisse der verschiedenen Konzepte zur Weißlichtmischung.

| | Wellenlänge | Relative Position der Rekonstruktionen [mm] | | |
|--------------------|-----------------------------|---|-------|----------------|
| | | 473nm | 532nm | 660nm |
| Belichtungskonzept | Monochrom | | | |
| | unmoduliert | $0,4 \pm 0,2$ | 0,0 | $-0,3 \pm 0,3$ |
| | moduliert | $0,5 \pm 0,5$ | 0,0 | $0,0 \pm 0,3$ |
| | Polychrom | | | |
| | unmoduliert | $0,4 \pm 0,2$ | 0,0 | $-0,3 \pm 0,4$ |
| | moduliert | $-1,3 \pm 0,3$ | 0,0 | $0,1 \pm 0,4$ |
| | Matrix - randomisiert | $1,2 \pm 1,0$ | 0,0 | $0,9 \pm 0,5$ |
| | Matrix - Multiplexing | $-0,9 \pm 0,7$ | 0,0 | $-0,7 \pm 0,4$ |
| | Matrix - Mehrfachbelichtung | $-15,9 \pm 0,9$ | 0,0 | $34,1 \pm 0,2$ |
| | vor der Optimierung | $-14,8 \pm 1,1$ | 0,0 | $36,5 \pm 2,6$ |

In Abbildung 6.16 sind die gemessenen und simulierten Effizienzverläufe über die Wellenlänge und über den Rekonstruktionswinkel für ein mit 532 nm belichtetes Hologramm gegenübergestellt. Die für die Simulation angenommenen Materialparameter beruhen auf den Informationen des Herstellers zum Photopolymer, wonach die Dicke $d = 10 \pm 2 \mu\text{m}$, der Brechungsindex $n = 1,492$ ¹ und die Brechungsindexmodulation für ein Transmissionshologramm bei 532 nm maximal $\Delta n = 0,021$ beträgt. Zusätzlich sind als Belichtungsparameter der Referenzwinkel nach dem Glassubstrat mit $\theta_R = 19,23^\circ$ ($\theta_R = 30^\circ$ vor dem Substrat) und die Aufnahmewellenlänge von 532 nm einbezogen. Für die Simulationen ergibt sich mit $\eta_\theta = 90,2\%$ bzw. $\eta_\lambda = 90,5\%$ ein deutlich höherer Wert als für die Messungen mit $\eta_\theta = 15,3 \pm 2$ und $\eta_\lambda = 0,28 \pm 0,02$. Bei den anderen Belichtungswellenlängen von 473 nm und 660 nm ergeben sich Effizienzwerte von $\eta_{\lambda_{473}} = 0,28 \pm 0,01$ und $\eta_{\lambda_{660}} = 0,21 \pm 0,01$ gemessen sowie $\eta_{\lambda_{473}} = 0,83$ und $\eta_{\lambda_{660}} = 0,45$ simuliert.

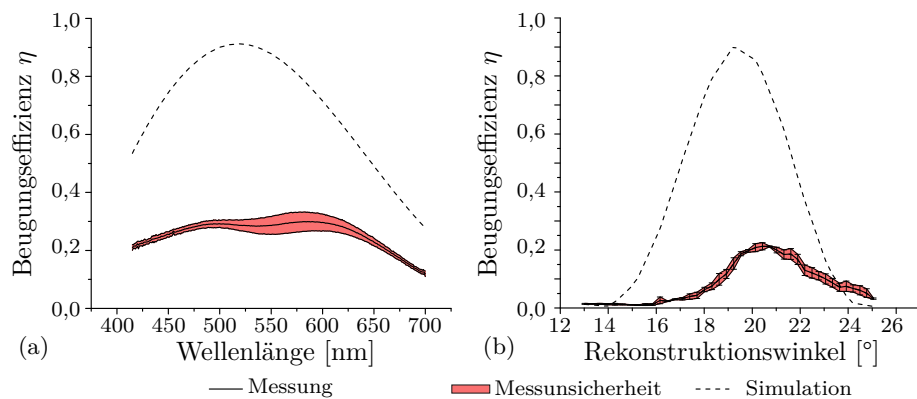


Abbildung 6.16: Gemessene und simulierte Beugungseffizienz für ein Transmissionshologramm mit einer Dicke von $d = 10 \pm 2 \mu\text{m}$ und einem Brechungsindex von $n = 1,492$, unter Annahme einer Brechungsindexmodulation von $\Delta n = 0,021$. (a) zeigt die Beugungseffizienz für die Beleuchtung mit verschiedenen Wellenlängen und (b) die Effizienz für die Beleuchtung unter verschiedenen Rekonstruktionswinkeln (gemessen und simuliert von Ettelt [S11]).

¹ Der Brechungsindex des Polymers ist vor der Belichtung mit $n = 1,485$ und nach der Fixierung mit UV-Licht mit $n = 1,492$ angegeben.

Damit ist die Wellenlängenselektivität des Hologramms deutlich zu gering, um eine Unterdrückung der Beugungsordnungen für andere Wellenlängen bei der randomisierten Matrix zu erzielen. Ein Grund für die starke Abweichung der theoretischen und gemessenen Werte wird in der realisierten Materialmodulation vermutet. Wie Ettelt anhand der Variation von Materialparametern bei der Simulation zeigt, ist der einflussreichste Parameter die Modulation. In Abbildung 6.17 sind die simulativen Beugungseffizienzen für eine Variation der Dicke und der Brechungsindexmodulation dargestellt. Bei Reduzierung der Dicke um die vom Hersteller angegebene Unsicherheit $\Delta d = \pm 2\mu\text{m}$ von $d = 10\mu\text{m}$ auf $d = 8\mu\text{m}$ erfolgt eine Reduzierung der Effizienz um 18,6% bei der winkelabhängigen Simulation und um 17,7% bei der wellenlängenabhängigen Simulation. Bei Reduzierung der Modulation von den angegebenen $\Delta n = 0,021$ auf $\Delta n = 0,013$ ergeben sich Unterschiede der Beugungseffizienz von $\approx 40\%$ sowohl bei der wellenlängen- als auch bei der winkelabhängigen Simulation. Damit reduziert sich zwar der Absolutwert der Effizienz, dieser liegt mit knapp 50% noch immer deutlich über den Messwerten.

Im Rahmen einer zusätzlich zu der Arbeit von Ettelt durchgeführten Messreihe werden Hologramme mit 532 nm unter den Winkeln $\theta_R = 20^\circ$, $\theta_R = 30^\circ$ und $\theta_R = 50^\circ$ (ohne Glassubstrat $14,28^\circ$, $19,23^\circ$ und $25,04^\circ$) und $\theta_O = 0^\circ$ in ein dickeres Polymer ($d = 16 \pm 2\mu\text{m}$) belichtet und für alle Winkel die wellenlängenabhängige Beugungseffizienz simulativ und messtechnisch ermittelt.

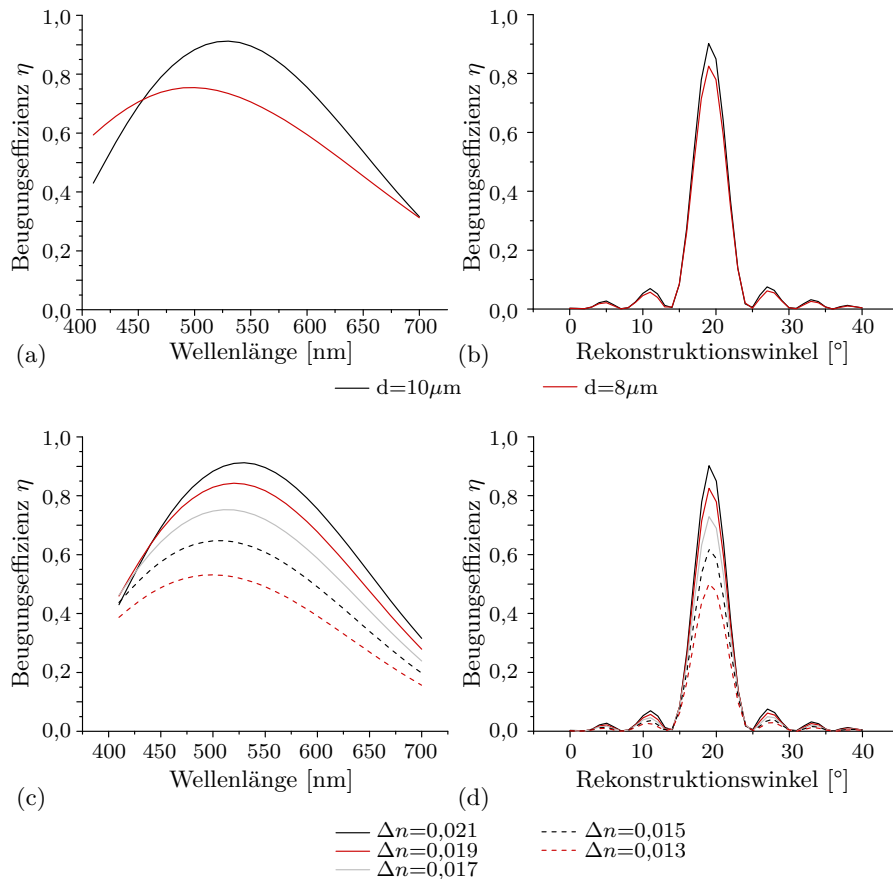


Abbildung 6.17: Simulierte Beugungseffizienz für verschiedene Dicken und verschiedene Brechungsindexmodulationen. (a) zeigt die wellenlängen- und (b) die winkelabhängige Beugungseffizienz für Hologrammdicken von $d = 10\mu\text{m}$ und $d = 8\mu\text{m}$. In (c) ist die wellenlängen- und in (d) die winkelabhängige Beugungseffizienz für die Brechungsindexmodulationen $\Delta n = 0,021$, $\Delta n = 0,019$, $\Delta n = 0,017$, $\Delta n = 0,015$ und $\Delta n = 0,013$ dargestellt (gemessen und simuliert von Ettelt [S11]).

In Abbildung 6.18 sind die Ergebnisse der Messungen und der Simulationen mit den Hersteller-Materialparametern und dazu variierenden Parametern dargestellt. Auch bei dieser Versuchsreihe sind Unterschiede zwischen den Kurven der Messungen und der Simulation zu erkennen. So unterscheiden sich nicht nur die maximalen Werte der Beugungseffizienz, sondern auch die Wellenlängen, bei denen die Maxima erreicht werden. Für $\theta_R = 20^\circ$ bspw. ergibt sich in der Messung der Maximalwert von 27,39% bei 422 nm, wohingegen in der Simulation bei dieser Wellenlänge gerade einmal 4% erreicht werden. Die maximale Effizienz ergibt simuliert einen Wert von 23,68% bei 565 nm. Ähnliche Unterschiede ergeben sich auch für die anderen Referenzwinkel. Damit zeigen die Ergebnisse erneut, dass kein offensichtlicher Zusammenhang zwischen den Simulationen und den Messungen besteht. Um einen ähnlichen Kurvenverlauf und damit ähnliche Beugungseffizienzen zu erhalten, müssen für jeden Winkel unterschiedliche Materialparameter angenommen werden. Die erreichte Näherung ist als grüne Kurve in Abbildung 6.18 dargestellt, wobei sich die beste Übereinstimmung für $\theta_R = 20^\circ$ zeigt.

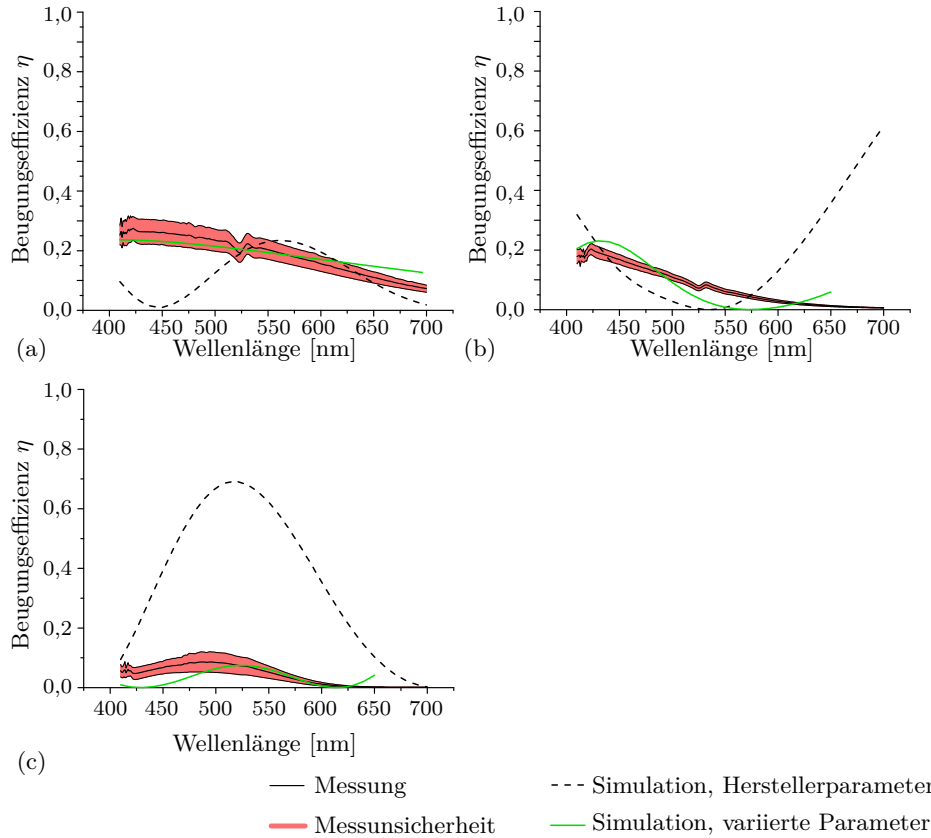


Abbildung 6.18: Gemessene und simulierte Beugungseffizienz für Hologramme mit Referenzwinkeln von 20° (a), von 30° (b) und von 50° (c). Die Simulation ist für die Herstellerparameter ($d = 16 \pm 2 \mu\text{m}$, $n = 1,492$ und $\Delta n = 0,021$) als gestrichelte, schwarze Linie und mit variierten Parametern (für $\theta_R = 20^\circ$: $d = 15,7 \pm 2 \mu\text{m}$, $n = 1,492$ und $\Delta n = 0,015$; für $\theta_R = 30^\circ$: $d = 15 \pm 2 \mu\text{m}$, $n = 1,492$ und $\Delta n = 0,017$; für $\theta_R = 50^\circ$: $d = 14 \pm 2 \mu\text{m}$, $n = 1,492$ und $\Delta n = 0,014$) als grüne Linie aufgetragen.

Als Parameter für $\theta_R = 20^\circ$ werden eine Dicke von $d = 15,7 \mu\text{m}$ und eine Modulation von $\Delta n = 0,015$ angenommen. Für $\theta_R = 30^\circ$ liegen dagegen die Parameter bei $d = 15 \mu\text{m}$ und $\Delta n = 0,017$ und für $\theta_R = 50^\circ$ bei $d = 14 \mu\text{m}$ und $\Delta n = 0,014$. Dass tatsächlich die Parameter so deutliche Unterschiede aufweisen, ist zumindest für die Materialdicke unrealistisch, da die Hologramme unmittelbar nebeneinander in das Polymer belichtet wurden. Zudem wur-

den alle Hologramme mit der gleichen Wellenlänge, der gleichen Intensität und der gleichen Belichtungszeit aufgenommen. Da jedoch bei 532 nm mit zwei Sekunden belichtet wurde, kann ein Einfluss von Erschütterungen trotz pneumatischer Lagerung des optischen Tisches nicht ausgeschlossen werden.

Zudem gibt es weitere mögliche Ursachen, die aus dem Belichtungsprozess resultieren. Eine ist in der Neigung der Gitterstruktur zur Oberflächennormalen zu vermuten. Der Polymer-Hersteller gibt die maximalen Modulationen für ein ungeneigtes Hologramm an, während in den Versuchen in dieser Arbeit ausschließlich geneigte Hologramme zum Einsatz kommen. Eine messtechnische Abschätzung der tatsächlich auftretenden Modulation in Abhängigkeit des Neigungswinkels kann im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht erfolgen.

Weiterhin ist die Modulation von Aufnahmeparametern wie der Belichtungsdauer, der Intensität und des Intensitätsverhältnisses von Objekt- und Referenzwelle abhängig [145]. Letzteres wurde durch die zur Verfügung stehenden ND-Filter im Aufbau mit 46% : 54% umgesetzt. Der höchste Kontrast des Interferenzmusters und damit auch die stärkste Modulation wird mit einem Verhältnis von 50% : 50% erzielt.

Die Belichtungszeit in Kombination mit der Intensität auf dem Polymer hat ebenfalls einen Einfluss auf die Modulation. Bei Transmissionshologrammen zeigt sich bei zu langer Belichtung eine Übermodulation, welche mit einer Reduzierung der Beugungseffizienz einhergeht [145]. Bei Änderungen am Belichtungs Aufbau und bei Verwendung eines anderen Materials wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Belichtungszeiten und -intensitäten experimentell variiert, um die beste Einstellung zu ermitteln. Eine leichte Über- oder ggf. auch Untermodulation kann jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Ein weiterer Aspekt bzgl. der Hologrammaufnahme ist die bereits in Versuchsreihe I diskutierte Größe der Subhologramme. Eine Abweichung von der theoretischen Größe führt zu größeren Abständen zwischen zwei Subhologrammen oder zu einer Überlappung. Ersteres reduziert die Effizienz auf Grund des höheren Anteils an ungebeugtem Licht, letzteres kann wiederum zu einer lokalen Übermodulation und damit ebenfalls zu einer Effizienzreduzierung führen.

Neben den experimentellen Einflüssen kann jedoch auch die Theorie der Effizienzberechnung einen Einfluss haben. Die Algorithmen beruhen auf der Überlagerung ideal ebener Wellen, durch welche eine sinusförmige Materialmodulation erreicht wird (vgl. Abschnitt 2.2.3). Die Objektwellen, die in den vorgestellten Versuchsreihen betrachtet werden, weisen jedoch durch die Berechnung mit dem IFTA stark verformte Wellenfronten auf. Es ist zu vermuten, dass die Überlagerung dieser Objektwellen mit einer ebenen Referenzwelle zu einer geringeren Materialmodulation führt. Ein Nachweis dieser Annahme ist im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse dieses Kapitels, dass nicht nur Berechnungsmethodiken zum Design für eine erfolgreiche Verwendung von Hologrammen mit LED-Beleuchtung notwendig sind, sondern dass auch eine Berücksichtigung und gezielte Optimierung der Material- bzw. der Aufnahmeparameter essentiell ist. Insbesondere der Belichtungsprozess weist viele Aspekte auf, die einen Einfluss auf die Beugungseffizienz, die Wellenlängenselektivität und damit auf die Weißlichtmischung mit Transmissionshologrammen haben.

Zum Zeitpunkt der Ausarbeitung dieser Arbeit ist zudem keine Berechnungsmethodik bekannt, die eine genaue Abschätzung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienz für computerbasierte Hologramme mit deterministischen Strukturen erlaubt. Diese ist allerdings ebenfalls für eine Optimierung der Hologrammeffizienz bzw. Wellenlängenselektivität notwendig. Die für eine solche Methodik erforderlichen Untersuchungen übersteigen allerdings den Rahmen dieser Arbeit.

An dieser Stelle sind noch nicht alle Eigenschaften von LED-Lichtquellen betrachtet worden, die es im Hologrammdesign zu berücksichtigen gilt. Eine weitere Eigenschaft ist die Divergenz des emittierten Lichtes, die im nächsten Abschnitt zu Versuchsreihe IV thematisiert wird.

6.2.4 Versuchsreihe IV: Divergenzabhängige Bildunschärfe

In dieser Versuchsreihe wird die Kompensation der divergenzabhängigen Bildunschärfe untersucht. Wie bei den bisherigen Versuchsreihen wird im ersten Schritt die Veränderung der Rekonstruktionen eines Hologramms bei Änderung der Beleuchtung betrachtet. Dazu wird ein Hologramm für eine ebene Welle bei 532 nm erzeugt und mit einem Laser der gleichen Wellenlänge beleuchtet. Durch Linsen wird der Divergenzwinkel des Lasers gezielt auf 0° , $\pm 0,5^\circ$, $\pm 1^\circ$, $\pm 2^\circ$, $\pm 3^\circ$ und $\pm 4^\circ$ mit einer Unsicherheit von $\pm 0,14^\circ$ eingestellt und die Rekonstruktionen analysiert.

Abbildung 6.19 zeigt die Veränderung anhand der Farbbilder aus den Messungen und den Simulationen. Deutlich zu erkennen ist eine Verunschärfung des Bildes mit zunehmendem Divergenzwinkel.

Ein interessanter Aspekt ist, dass die Konturen der einzelnen geschachtelten Quadrate des Testbildes bei $\alpha = \pm 1^\circ$ bereits sehr stark verschwimmen. Die simulierten und gemessenen Rekonstruktionen weisen eine deutliche Ähnlichkeit auf. Bei beiden bleibt die quadratische Form des Testbildes erkennbar, wobei sich jedoch ein Spot in der Mitte ausbildet, der in der Simulation stärker hervortritt. Auch Streulicht ist bei den simulierten Bildern stärker ausgeprägt. Die Analyse mittels Korrelationskoeffizienten zeigt, dass die Beleuchtung mit divergentem Licht eine Verringerung des Koeffizientenwertes von $\rho = 0,8721 \pm 0,0046$ für 0° auf $\rho = 0,5461 \pm 0,0015$ für $\pm 4^\circ$ bei den Experimenten und von $\rho = 0,9709 \pm 0,0084$ für 0° auf $\rho = 0,6715 \pm 0,0004$ für $\pm 4^\circ$ bei der Simulation zur Folge hat. Die Koeffizientenwerte für alle Winkel sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Nach dieser ersten Auswertung folgt die Anpassung von Hologrammen für die unterschiedlichen Divergenzwinkel nach Gleichung (4.21) mit dem Ziel, für alle Divergenzwinkel einen nahezu gleichen Wert des Korrelationskoeffizienten zu erhalten. Die Aufnahme und die Beleuchtung wird wiederum mit 532 nm realisiert, wobei nun jedes Hologramm mit dem Design-Divergenzwinkel beleuchtet wird.

Tabelle 6.3: Übersicht der Ergebnisse für den Korrelationskoeffizienten für die experimentelle und simulierte Rekonstruktion vor und nach der Optimierung für divergentes Licht.

| Divergenz- winkel $\pm \alpha$ [°] | vor der Optimierung | | nach der Optimierung | |
|--|---------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
| | Experiment | Simulation | Experiment | Simulation |
| 0 | $0,8721 \pm 0,0046$ | $0,9709 \pm 0,0084$ | $0,8721 \pm 0,0046$ | $0,9709 \pm 0,0084$ |
| 0,5 | $0,8389 \pm 0,0060$ | $0,9061 \pm 0,0029$ | $0,8769 \pm 0,0076$ | $0,9681 \pm 0,0264$ |
| 1 | $0,7243 \pm 0,0016$ | $0,8442 \pm 0,0036$ | $0,8844 \pm 0,0155$ | $0,9682 \pm 0,0264$ |
| 2 | $0,5768 \pm 0,0009$ | $0,7557 \pm 0,0004$ | $0,8905 \pm 0,0064$ | $0,9552 \pm 0,0253$ |
| 3 | $0,5799 \pm 0,0024$ | $0,7252 \pm 0,0005$ | $0,8722 \pm 0,0096$ | $0,9183 \pm 0,0229$ |
| 4 | $0,5461 \pm 0,0022$ | $0,6715 \pm 0,0004$ | $0,8685 \pm 0,0028$ | $0,8635 \pm 0,0197$ |

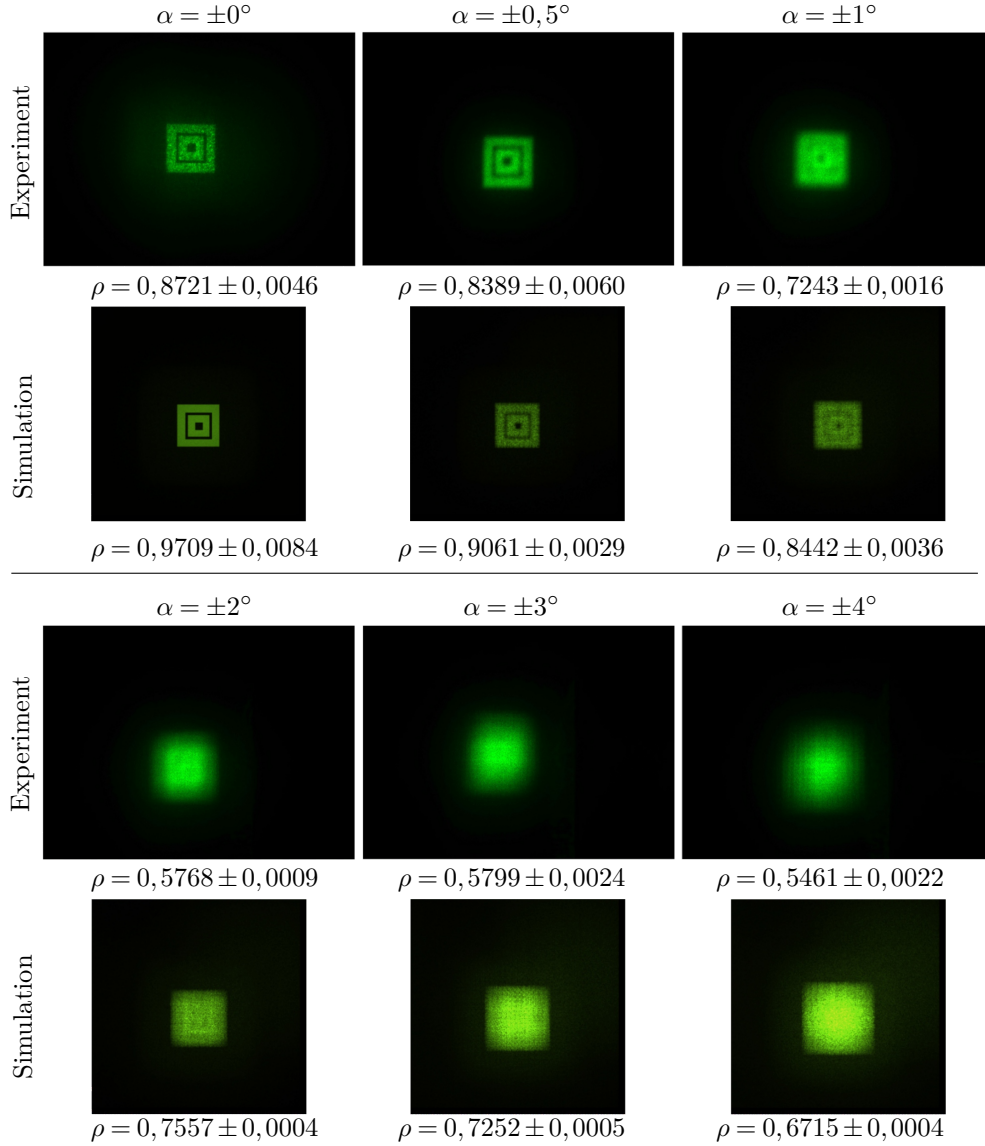


Abbildung 6.19: Bilder der experimentellen und simulierten Rekonstruktionen nicht optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit einem Laser mit unterschiedlichen Divergenzwinkeln ($\alpha = 0^\circ$ bis $\alpha = \pm 4^\circ$). Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient angegeben.

In Abbildung 6.20 sind die Farbbilder der Ergebnisse dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 6.19 ist eine deutliche Verbesserung der Bildschärfe zu erkennen. Dies spiegelt sich auch in den Werten des Korrelationskoeffizienten wider (vgl. Tabelle 6.3).

Generell ist ersichtlich, dass die Koeffizientenwerte für die Simulationen höher sind als für die Experimente. Dieser Effekt zeigte sich bereits bei den vorangegangenen Testreihen und wird an dieser Stelle nicht erneut diskutiert. Im Mittel liegen die Werte für die experimentellen Ergebnisse bei $\rho = 0,8774$ und für die simulierten Ergebnisse bei $\rho = 0,947$. Der höchste Koeffizientenwert liegt bei $\rho = 0,8905 \pm 0,0064$ für $\pm 2^\circ$ im Experiment und bei $\rho = 0,9709 \pm 0,084$ für kollimiertes Licht in der Simulation. Ein interessanter Aspekt ist, dass für Simulation und Experiment die Koeffizientenwerte zu größeren Winkeln trotz Optimierung weiterhin leicht abfallen. Mit $\rho = 0,8685 \pm 0,0028$ im Experiment und $\rho = 0,8635 \pm 0,0197$ in der Simulation sind sie zwar auch bei einem Divergenzwinkel von $\alpha = \pm 4^\circ$ deutlich höher als bei den nicht optimierten Ergebnisse, dennoch zeichnet sich insbesondere für die Simulation

ein Verlauf ab, der die Optimierung für weit größere Winkel limitieren könnte.

Wie bereits für die Bilder in Abbildung 6.19 diskutiert, nimmt mit zunehmendem Divergenzwinkel der Streulichtanteil zu. Dieser Effekt ist in der Simulation deutlich stärker als in den Messungen. Die Simulation mit einem größeren Winkel von $\pm 15^\circ$ führt zu einer weiteren Erhöhung des Streulichts, die mit einer Reduzierung des Korrelationskoeffizienten auf $\rho = 0,6634 \pm 0,0002$ einhergeht, obwohl das rekonstruierte Bild scharf abgebildet wird. Diese Unterschiede zu den Messungen können auf die variablen Integrationszeiten der LMK zurückgeführt werden. Während durch die automatische Anpassung der Integrationszeiten vor jeder Aufnahme der Dynamikumfang der Messbilder erhalten bleibt und die Streulichtintensität bei einem höherem Maximum entsprechend gesenkt wird, ist der Wertebereich für die Simulationen festgelegt. Die Addition der Bilder einzelner Subhologramme erhöht die Intensitäten bis in den Sättigungsbereich, Streulicht und eine leichte Farbänderung werden dadurch sichtbar.

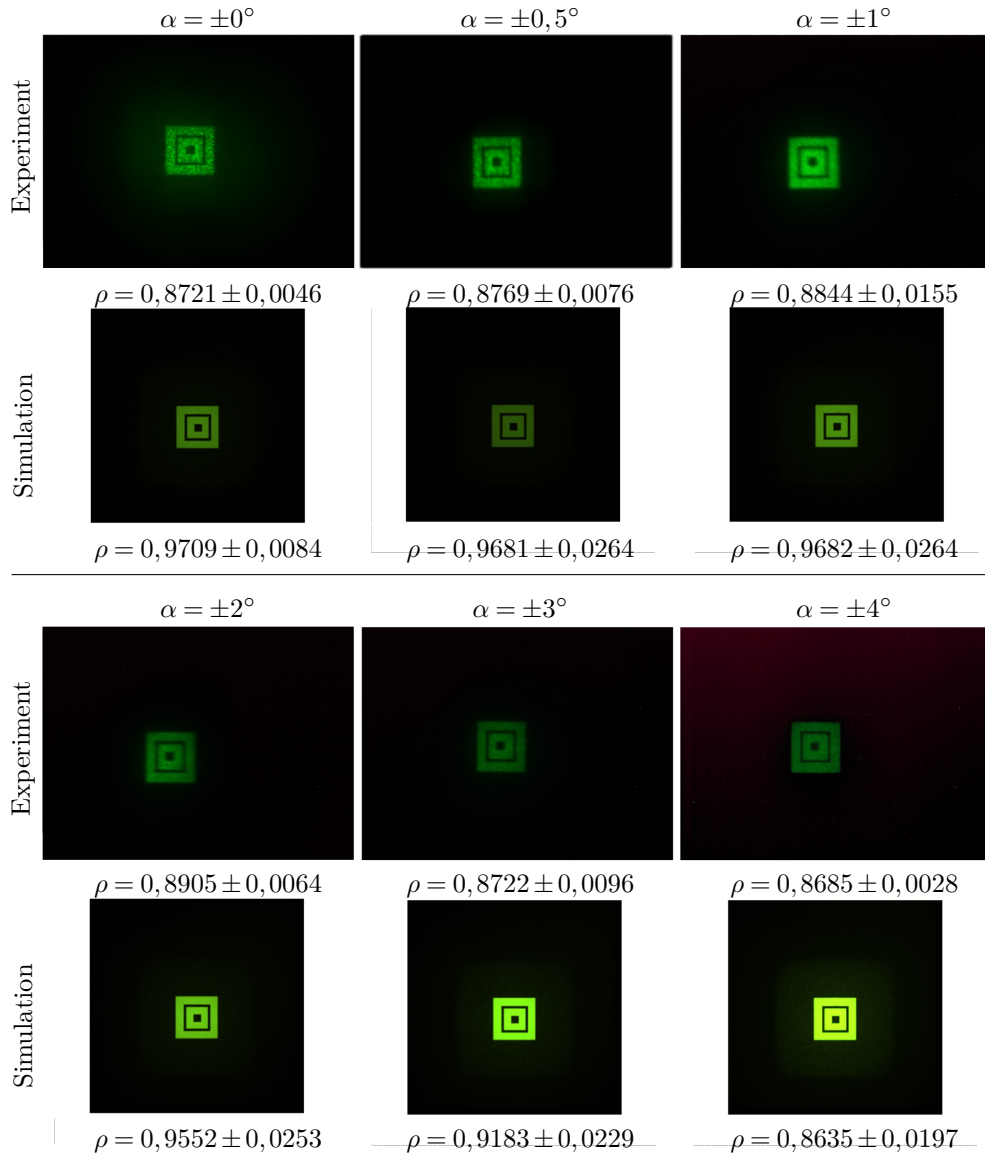


Abbildung 6.20: Bilder der experimentellen und simulierten Rekonstruktionen optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit einem Laser mit unterschiedlichen Divergenzwinkeln ($\alpha = 0^\circ$ bis $\alpha = \pm 4^\circ$). Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient angegeben.

Dies ist insbesondere für die Bilder bei $\alpha = \pm 3^\circ$ und $\alpha = \pm 4^\circ$ zu erkennen. Eine Abmilderung dieses Effektes ist durch entsprechende Skalierungsfaktoren möglich, die eng an die Integrationszeiten der Messungen angelehnt sind. Durch weiterführende Versuche mit entsprechendem Abgleich von Integrationszeiten der Messkamera und gezielter Streulichtanalyse ist eine Korrektur der Simulationsergebnisse denkbar.

Zusammenfassend belegen die Ergebnisse dieser Versuchsreihe die Funktionalität des Desigialgorithmus zur Optimierung von Hologrammen auf divergentes Licht. Allerdings beruhen die Ergebnisse, wie auch die der vorangegangenen Versuchsreihen, auf der Beleuchtung optimierter Hologramme mit Laserlichtquellen, da diese sehr ideale Eigenschaften aufweisen und somit Änderungen der Versuchsparameter entsprechend gut kontrollierbar sind. Eine erfolgreiche Anpassung von Hologrammen an verschiedene Peakwellenlängen oder ideale Divergenzwinkel ist damit kein Nachweis für eine ebenso erfolgreiche Anpassung an eine LED. Dies beweist das experimentell aufgenommene Farbbild in Abbildung 6.21. Dieses zeigt ein auf 532 nm und $\pm 4^\circ$ Divergenzwinkel ausgelegtes Hologramm bei Beleuchtung mit der gefilterten ($\lambda_p = 532\text{ nm}$, $\Delta\lambda = 10\text{ nm}$) und auf 4° justierten Luxeon-LED. Im direkten Vergleich mit der entsprechend angepassten Laser-Beleuchtung ist die Rekonstruktion für die LED unschärfer, weist jedoch auch ein geringeres Rauschen auf. Ursachen für diese Effekte können sowohl in der spektralen Bandbreite als auch der ausgedehnten Lichtaustrittsfläche begründet sein. Um einen Eindruck zu bekommen, wie sich diese auf das rekonstruierte Bild auswirken, wird in der folgenden Versuchsreihe der Einfluss der Bandbreite und der Emissionsfläche näher betrachtet.

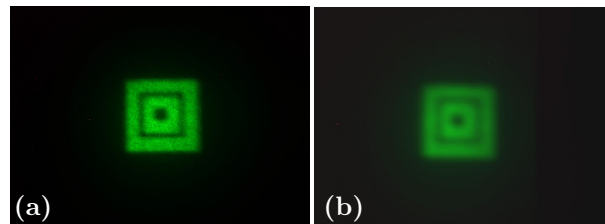


Abbildung 6.21: Experimentell rekonstruierte Bilder eines optimierten Hologramms bei Beleuchtung mit dem Laser (a) und der Luxeon-LED (b) mit jeweils einem Divergenzwinkel von $\pm 4^\circ$.

6.2.5 Versuchsreihe V: spektrale Bandbreite und LED-Emissionsfläche

Zur Untersuchung des Einflusses der spektralen Bandbreite und der Lichtaustrittsfläche von LEDs auf die Rekonstruktion von Hologrammen, werden in dieser Versuchsreihe verschiedene LEDs mit unterschiedlichen Filtern und Blenden bestückt und zur Beleuchtung optimierter Hologramme eingesetzt. Dabei kommen die in Kapitel 5.3 bereits erwähnten schmalbandigen Cree-LEDs, Filter mit 10 nm und 3 nm Bandbreite sowie Blenden mit den Öffnungsdurchmessern 2 mm, 1 mm, 0,3 mm und 0,2 mm zum Einsatz. Die Hologramme werden bei dieser Testreihe für kollimiertes Licht bei den Filter-Peakwellenlängen 532 nm, 590 nm und 632 nm optimiert. Die Aufnahmewellenlänge ist 532 nm.

Zunächst erfolgt die Auswertung der Experimente zur Lichtaustrittsfläche. In Abbildung 6.22 sind die Farbaufnahmen der rekonstruierten Bilder und der Korrelationskoeffizient bei Reduzierung der Blendenöffnung dargestellt. Die Messung mit der Öffnung von 0,2 mm kann lediglich für 532 nm durchgeführt werden, da bei den anderen Wellenlängen die Blende und die Bewertung mit den Normspektralwertkurven (vgl. Kapitel 5.1) das Signal zu stark abschwächen.

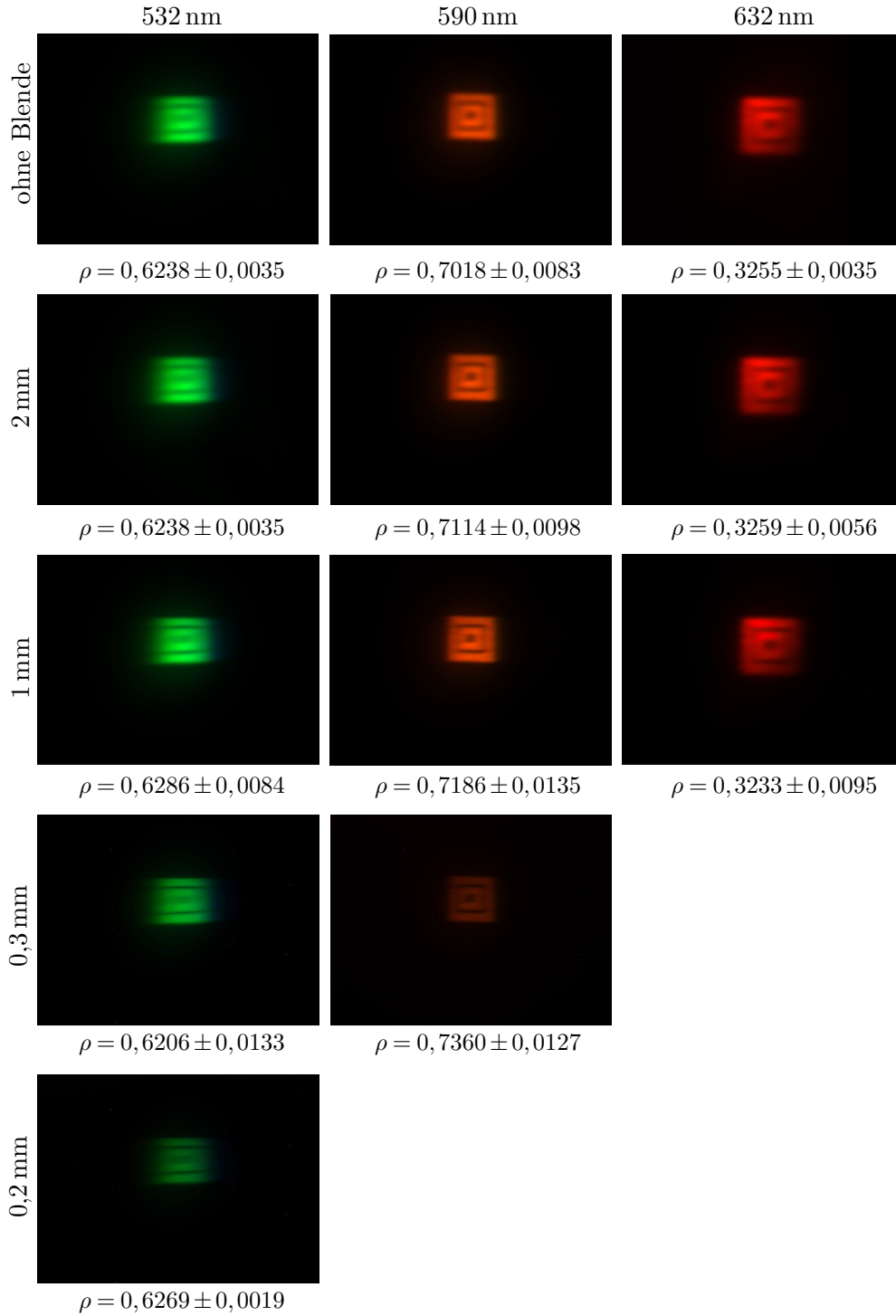


Abbildung 6.22: Experimentell rekonstruierte Bilder optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit den Cree-LEDs unter Verwendung von Lochblenden mit unterschiedlichen Durchmessern (0,2 mm, 0,3 mm, 1 mm und 2 mm) zur örtlichen Filterung. Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient angegeben.

Für 632 nm ist bereits bei einer Öffnung von 0,3 mm das Messsignal zu schwach. Anhand der Darstellungen ist, wie erwartet, zu erkennen, dass die Beleuchtung mit einer schmalbandigen LED zu unschärferen Bildern führt als die Beleuchtung mit einem Laser. Ebenfalls erwartungsgemäß ist, dass die schärfste Rekonstruktion bei Beleuchtung mit der

geringsten Bandbreite erreicht wird. Dies ist die Amber-farbene LED mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda = 14\text{nm}$. Die deutlichste Unschärfe dagegen zeigt sich bei der grünen LED, welche eine Bandbreite von $\Delta\lambda = 34\text{nm}$ aufweist. Auffällig ist, dass die rote LED dennoch den geringsten Koeffizientenwert aufweist, obwohl ihre Bandbreite mit $\Delta\lambda = 17\text{nm}$ deutlich geringer als die der grünen LED ist.

Weiterhin ist anhand der Farbaufnahmen zu sehen, dass bei Reduzierung der Blendenöffnung eine leichte Erhöhung der Bildschärfe erreicht wird, welche jedoch nicht bei jeder Wellenlänge mit einer Erhöhung des Koeffizientenwertes einhergeht. So kann bei 532 nm eine Erhöhung des Korrelationskoeffizienten von $\rho = 0,6238 \pm 0,0035$ auf $\rho = 0,6269 \pm 0,0119$ bei Verwendung einer Blende von 0,2 mm erreicht werden, welche allerdings innerhalb der Messunsicherheit liegt. Bei 590 nm wird eine größere Steigerung von $\rho = 0,7018 \pm 0,0083$ auf $\rho = 0,7360 \pm 0,0127$ bereits durch eine Blende mit 0,3 mm Öffnung erreicht. Bei 632 nm dagegen zeigt sich sogar eine leichte Verringerung des Koeffizientenwertes von $\rho = 0,3255 \pm 0,0035$ auf $\rho = 0,3233 \pm 0,0095$. Die Schnittbilder in Abbildung 6.23 belegen jedoch, dass der Kontrast auch für 632 nm mit der Reduzierung der Blendenöffnung leicht erhöht und damit auch eine bessere Abbildung erzielt wird. Allerdings zeigt sich ein Abfall der Leuchtdichte zu einer Bildseite. Dieser wird offensichtlich bei Verwendung der 1 mm Blende verstärkt, was die Reduzierung des Koeffizienten erklärt.

Die Ergebnisse zur Betrachtung der spektralen Bandbreite sind in Abbildung 6.24 dargestellt. Bei allen Wellenlängen sind deutliche Verbesserungen durch die Verwendung der Filter zu sehen. Am deutlichsten ist der Effekt bei der grünen LED, bei welcher auf Grund der hohen Bandbreite von 34 nm die größte Veränderung hervorgerufen wird. Die Reduzierung auf 10 nm Bandbreite resultiert bei der grünen LED in einem Anstieg des Koeffizientenwertes von $\rho = 0,6238 \pm 0,0035$ auf $\rho = 0,7510 \pm 0,0023$ führt. Bei der Amber-farbenen LED erhöht sich der Wert von $\rho = 0,7018 \pm 0,0083$ auf $\rho = 0,7646 \pm 0,0098$ und bei Rot von $\rho = 0,3255 \pm 0,0035$ auf $\rho = 0,4224 \pm 0,0013$. Diese Steigerung ist deutlich stärker ausgeprägt als bei der Verwendung von Blenden.

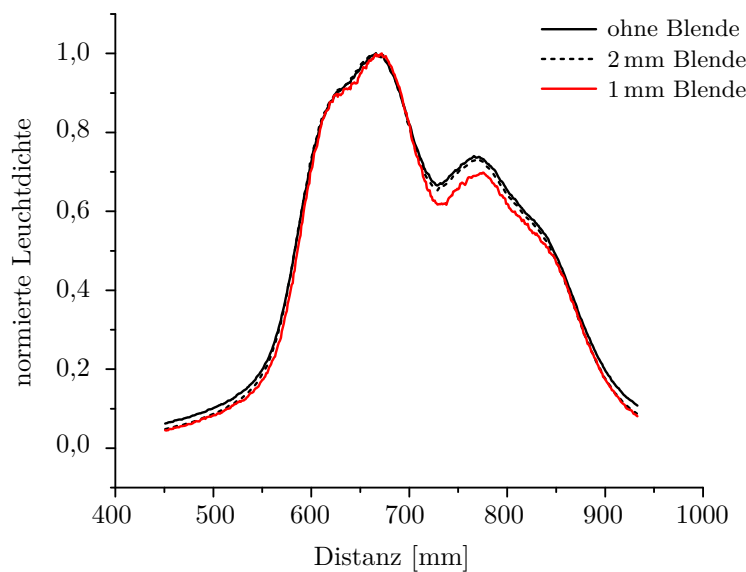


Abbildung 6.23: Schnittbilder der Rekonstruktionen für 632 nm ohne und mit Verwendung der Blenden mit 2 mm und 1 mm Öffnungen.

Anhand der Messungen bei 632nm mit dem schmalbandigsten Filter von $\Delta\lambda = 3\text{nm}$ ist zudem erkennbar, dass die Annäherung an monochromatisches Licht die Qualität der Rekonstruktionen weiter steigert. Hier liegt eine Erhöhung des Korrelationskoeffizienten auf $\rho = 0,4448 \pm 0,0017$ vor. Der Leuchtdichteabfall in der Rekonstruktion reduziert sich jedoch auch bei Verwendung der Filter nicht und sorgt weiterhin für geringere Koeffizientenwerte für 632 nm im Vergleich zu den anderen Wellenlängen. Zudem ist auch bei einer Bandbreite von 3 nm noch eine leichte Unschärfe zu erkennen. Eine Überprüfung, ob eine Kombination aus Filter und Blende diese Unschärfe weiter reduzieren kann, ist auf Grund der zu geringen Leuchtdichten nicht möglich. Lediglich für eine Kombination mit dem Filter von 10 nm Bandbreite und den Blenden mit Durchmessern von 2 mm und 1 mm sind die Leuchtdichten ausreichend. Die Farbbilder zu diesen Versuchen sind in Abbildung 6.25 und die Werte des Korrelationskoeffizienten in Tabelle 6.4 dargestellt.

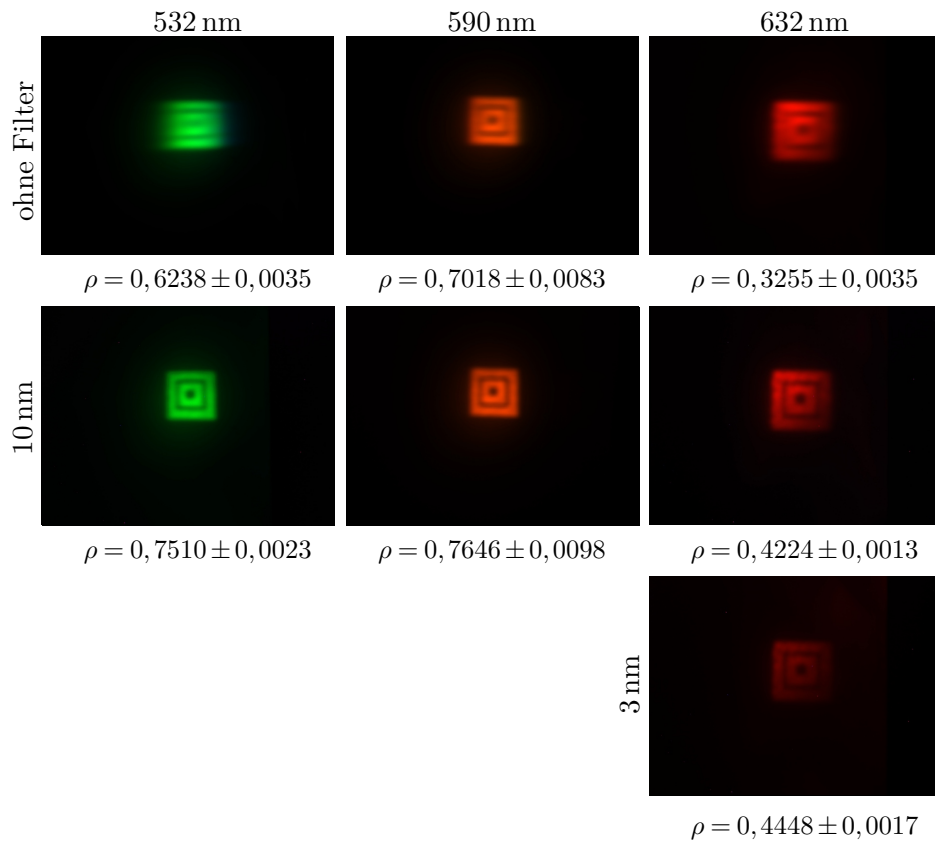


Abbildung 6.24: Experimentell rekonstruierte Bilder optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit den Cree-LEDs unter Verwendung von spektralen Filtern ($\Delta\lambda = 3\text{nm}$ und $\Delta\lambda = 10\text{nm}$) zur Reduzierung der Bandbreite. Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient angegeben.

Sowohl visuell als auch anhand der Koeffizientenwerte ist zu erkennen, dass der Einsatz der Blende zu weiteren Verbesserungen bei 532 nm und 590 nm führt. So wird bei der Kombination aus 10 nm-Filter und 1 mm-Blende eine Steigerung des Koeffizientenwertes von $\rho = 0,6238 \pm 0,0035$ auf $\rho = 0,7847 \pm 0,0035$ für 532 nm und von $\rho = 0,7018 \pm 0,0083$ auf $\rho = 0,7995 \pm 0,0121$ für 590 nm erreicht. Lediglich bei 632 nm zeigt sich erneut die Verschlechterung des Koeffizientenwertes, wiederum ausgelöst durch eine Steigerung des Leuchtdichtegradienten im Bild.

Die Ergebnisse dieser Versuchsreihe geben einen Eindruck, wie ausgeprägt die Einflüsse der spektralen Bandbreite und der Lichtaustrittsfläche der Lichtquelle sind. Ein interessanter Aspekt über die Ergebnisanalyse hinaus ist an dieser Stelle, inwiefern sich die dargestellten Effekte simulieren lassen. Im Vergleich zu den bisherigen Versuchsreihen mit Laser-Beleuchtung bedeutet dies weitere Anpassungen der Lichtquellenbeschreibung. Dazu wird die spektrale Bandbreite durch Rekonstruktionen mit fünf Wellenlängen am Beispiel der grünen LED simuliert. Entsprechend des Spektrums werden die Peakwellenlänge sowie die Wellenlängen bei $\pm 50\%$ und $\pm 25\%$ der relativen Intensität mit entsprechender Gewichtung genutzt. Ohne Filter ergeben sich die Wellenlängen 517 nm, 502 nm, 536 nm, 495 nm, 548 nm und bei Verwendung des Filters 532 nm, 528 nm, 537 nm, 527 nm und 539 nm. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.26 unter Angabe des Korrelationskoeffizienten und im Vergleich zur Simulation allein mit der Peakwellenlänge dargestellt.

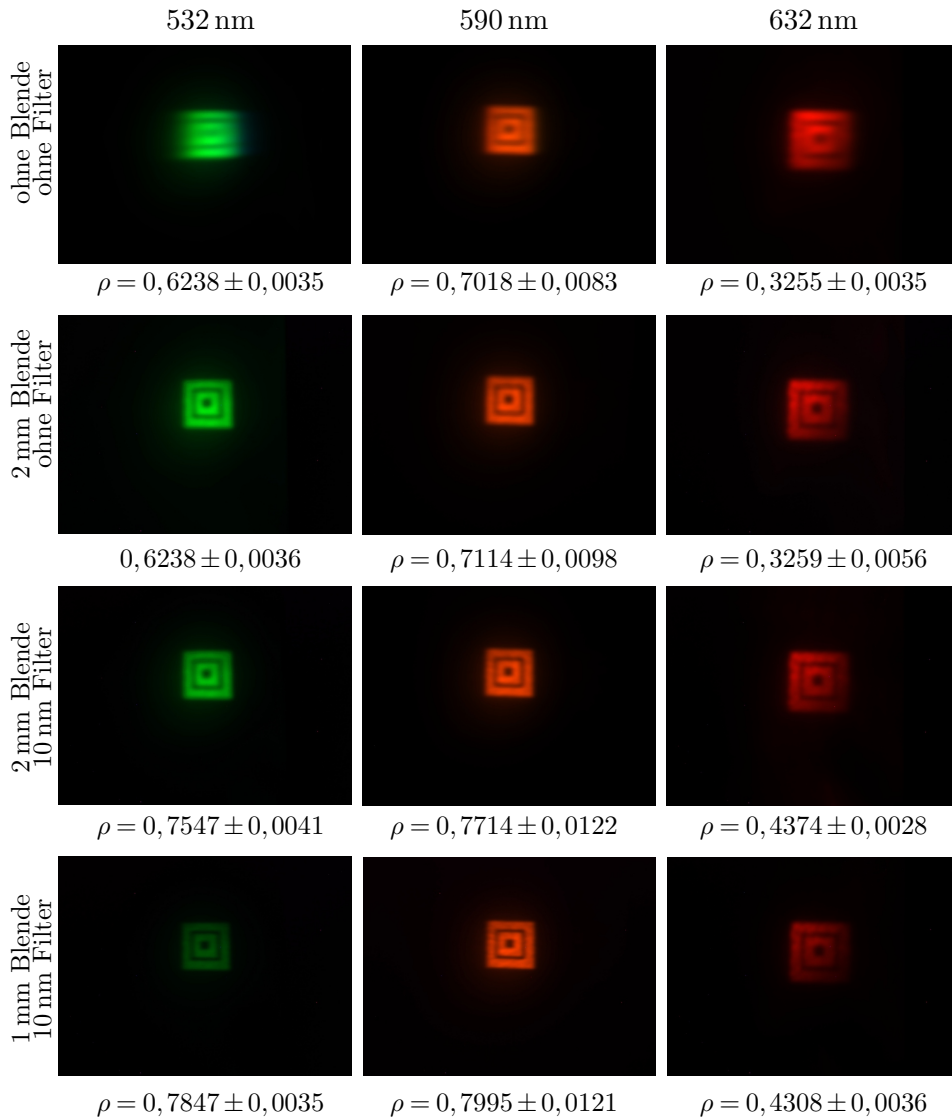


Abbildung 6.25: Experimentell rekonstruierte Bilder optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit den Cree-LEDs unter Verwendung von spektralen Filtern ($\Delta\lambda = 10\text{ nm}$) und verschiedenen Lochblenden (1 mm und 2 mm) zur spektralen und örtlichen Filterung. Für alle Bilder ist der Korrelationskoeffizient angegeben.

Tabelle 6.4: Übersicht über die Werte des Korrelationskoeffizienten für die Messungen mit verschiedenen LEDs, Filtern und Blenden.

| | | Wellenlänge | | | |
|-------------|-------------------|-----------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| | Filter-bandbreite | Blenden-öffnung | 532 nm | 590 nm | 632 nm |
| ohne Filter | ohne | ohne | $0,6238 \pm 0,0035$ | $0,7018 \pm 0,0083$ | $0,3255 \pm 0,0035$ |
| | ohne | 2 mm | $0,6238 \pm 0,0036$ | $0,7114 \pm 0,0098$ | $0,3259 \pm 0,0056$ |
| | ohne | 1 mm | $0,6286 \pm 0,0084$ | $0,7186 \pm 0,0135$ | $0,3233 \pm 0,0095$ |
| | ohne | 0,3 mm | $0,6206 \pm 0,0133$ | $0,7360 \pm 0,0127$ | - |
| | ohne | 0,2 mm | $0,6269 \pm 0,0119$ | - | - |
| mit Filter | 10 nm | ohne | $0,7510 \pm 0,0023$ | $0,7646 \pm 0,0098$ | $0,4224 \pm 0,0013$ |
| | 10 nm | 2 mm | $0,7547 \pm 0,0041$ | $0,7714 \pm 0,0122$ | $0,4374 \pm 0,0028$ |
| | 10 nm | 1 mm | $0,7847 \pm 0,0035$ | $0,7995 \pm 0,0121$ | $0,4308 \pm 0,0036$ |
| | 10 nm | 0,3 mm | $0,7967 \pm 0,0158$ | - | - |
| | 3 nm | ohne | - | - | $0,4448 \pm 0,0017$ |

Es ist erkennbar, dass bei Verwendung mehrerer Wellenlängen die Unschärfe, die im Experiment sichtbar ist, simuliert werden kann. Allerdings sind bei der Simulation der LED ohne Filter die Kanten der einzelnen Rekonstruktionen noch deutlich zu erkennen. Die Simulation mit Filter ergibt ebenfalls ein unscharfes Bild, da die Wellenlängen aber sehr nah bei einander liegen, entsteht ein gleichmäßiger Übergang der einzelnen Rekonstruktionen. Die Werte des Korrelationskoeffizienten belegen, dass durch die Berücksichtigung mehrerer Wellenlängen eine deutliche Änderung des Bildes hervorgerufen wird. Während bei der Simulation mit nur einer Wellenlänge ein Koeffizient von $\rho = 0,9708$ erreicht wird, reduziert sich der Wert bei fünf Wellenlängen auf $\rho = 0,8591$. Die Simulation des Filter wiederum lässt den Wert auf $\rho = 0,9280$ ansteigen.

Wie auch in den bisherigen Versuchsreihen sind die Koeffizientenwerte von Simulation und Experiment nicht direkt vergleichbar. Doch bei visueller Analyse führt die Berücksichtigung von mehreren Wellenlängen in der Simulation zu einer Annäherung des Erscheinungsbildes der Rekonstruktionen. Die Ergebnisse zeigen zudem, dass eine pauschale Anzahl an Wellenlängen für die Visualisierung breitbandiger Lichtquellen nicht genannt werden kann.

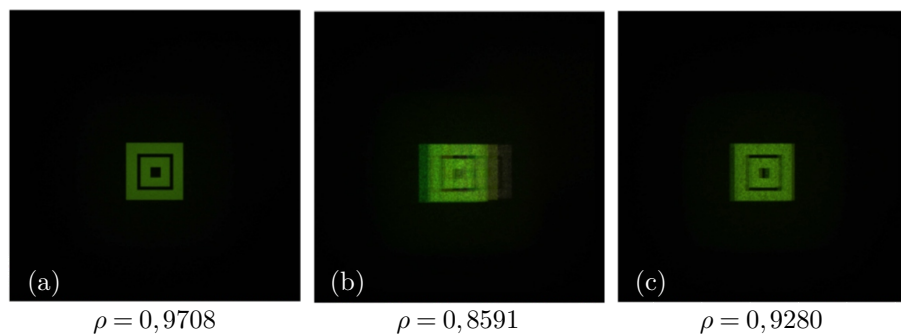


Abbildung 6.26: Simulierte Rekonstruktionen für breitbandiges Licht der Cree-LED unter Angabe des Korrelationskoeffizienten. Simulation der LED mit (a) der Peakwellenlänge, (b) mit fünf Wellenlängen (Peakwellenlänge und Wellenlängen bei 50% und bei 25% der Intensität), (c) mit Filter (ebenfalls über fünf Wellenlängen angenähert).

Für die Simulation der LED mit Filter sind fünf Wellenlängen ausreichend. Für die LED mit einer Bandbreite von 34 nm ist diese Anzahl jedoch zu gering, um die in den Experimenten auftretende Unschärfe mit graduelltem Übergang realistisch nachzustellen.

Zusammenfassend verdeutlichen die Ergebnisse dieser Versuchsreihe sehr anschaulich die auftretenden Effekte bei Beleuchtung von Hologrammen mit polychromatischen, ausgehenden Lichtquellen. Insbesondere die Bandbreite hat einen großen Einfluss. Hier ist nur dann eine Hologrammoptimierung ohne Verwendung zusätzlicher Filter denkbar, wenn eine sehr schmalbandige Beugungseffizienz realisierbar ist. Die Problematik der gezielten Anpassung der Wellenlängenselektivität wurde bereits in Abschnitt 6.2.3 diskutiert und wird daher an dieser Stelle nicht erneut thematisiert. Mit Hinblick auf den aktuellen Stand der Möglichkeiten, ist die Verwendung sehr schmalbandiger LEDs beim Einsatz von Transmissionshologrammen in jedem Fall empfehlenswert.

Eine Alternative könnte die Umsetzung von Reflexionshologrammen sein, welche eine höhere Wellenlängenselektivität aufweisen. Da Reflexionshologramme jedoch einen anderen Belichtungsprozess benötigen, wird im Rahmen dieser Arbeit nicht auf diese Kategorie von Hologrammen eingegangen.

Die Verwendung einer Blende ist entsprechend der Ergebnisse auch empfehlenswert, sofern die LED eine Ausdehnung deutlich größer als 1 mm aufweist. Jedoch geht dies, wie auch die Verwendung von Filtern, immer mit einer Reduzierung der Systemeffizienz einher. Eine denkbare Alternative wäre eine Anpassung des Hologramms an die von der gesamten Emissionsfläche emittierten Wellen. In der Versuchsreihe IV wurden bereits Optimierungen für divergentes Licht vorgestellt, inwiefern eine flächige Lichtquelle mit einer Punktlichtquelle angenähert werden kann, ist bislang nicht betrachtet worden. Daher wird in der folgenden Versuchsreihe eine Wellenfront einer LED durch verschiedene Wellenfrontbeschreibungen angenähert und im Detail untersucht.

6.2.6 Versuchsreihe VI: LED-Wellenfrontbeschreibung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Testreihen zur Anpassung von Hologrammen an verschiedene Beschreibungen einer LED Wellenfront nach Kapitel 2.3 dargestellt (vgl. [114, 115]). Die Anpassung erfolgt für eine Designwellenlänge von 532 nm an eine sphärische Welle, an die RS-Approximation, die Huygens-Approximation und die experimentell ermittelte Welle, wobei für jede Beschreibung ein Hologramm erzeugt wird. Zusätzlich werden Hologramme für sphärische und gemessene Wellenfronten für 590 nm und 620 nm optimiert, um Differenzen in Abhängigkeit der Wellenlänge zu betrachten. Die Rekonstruktion erfolgt bei allen Hologrammen mit der Luxeon LED in Kombination mit Bandpassfiltern bei den Peakwellenlängen 532 nm, 590 nm und 620 nm.

Anders als bei den bisherigen Ergebnisdiskussionen werden lediglich die experimentellen Ergebnisse dargestellt, da in dieser Versuchsreihe kein Abgleich zwischen nicht optimierten und optimierten Hologrammen stattfindet. Der Grund liegt im Fehlen einer LED-Referenzbeschreibung, so dass keine Simulationen für einen Vergleich durchgeführt werden können.

Abbildung 6.27 zeigt die aufgenommenen Farbbilder für die verschiedenen Approximationen bei 532 nm unter Angabe des sich ergebenden Korrelationskoeffizienten. Es ist deutlich erkennbar, dass alle Rekonstruktionen eine Unschärfe aufweisen, wie es bereits in Versuchsreihe V bei Beleuchtung mit LEDs beobachtet wurde. Für die sphärische und die gemessene Wellenfront ist die Bildunschärfe sichtlich geringer als für die RS- und die Huygens-Näherung. Die Rekonstruktionen für die sphärische und die gemessene Welle ähneln sich

zudem sehr stark, was bereits auf Grund der Ähnlichkeit der Wellenfrontkrümmung zu erwarten war (vgl. Abschnitt 4.3, *Ergebnisse der Wellenfrontmessung*, Abbildung 4.13). Un erwartet ist jedoch die stärkere Unschärfe der Rekonstruktion für die RS-Approximation. Wie in Abbildung 4.13 zu erkennen ist, liegt die Wellenfront für die RS-Näherung in ihrer Krümmung zwischen der sphärischen und der Huygens Wellenfront. Da die sphärische Welle ein deutlich schärferes Bild liefert, wäre zu erwarten, dass das rekonstruierte Bild für RS schärfer als das Bild für die Huygens-Approximation ist.

Eine mögliche Ursache für diese Unstimmigkeit könnte in dem Verlauf der Wellenfront liegen. Wie der Schnitt in Abbildung 4.13 zeigt, weist die Wellenfront für die RS-Approximation eine stärker ausgeprägte Abflachung um die optische Achse auf als die Wellenfront der Huygens-Approximation. Diese Plateaubildung bzw. lokale Annäherung an eine ebene Welle liegt in dem Einfluss der LED-Fläche bei diesen Näherungen und der kohärenten Überlagerung der Sekundärwellen begründet. Diese überlagern sich im zentralen Bereich der LED zu einer ebenen Welle und erst im Randbereich ergibt sich durch die Superposition eine Krümmung der Welle. Es zeichnet sich damit zunächst die Tendenz ab, dass sich sowohl die

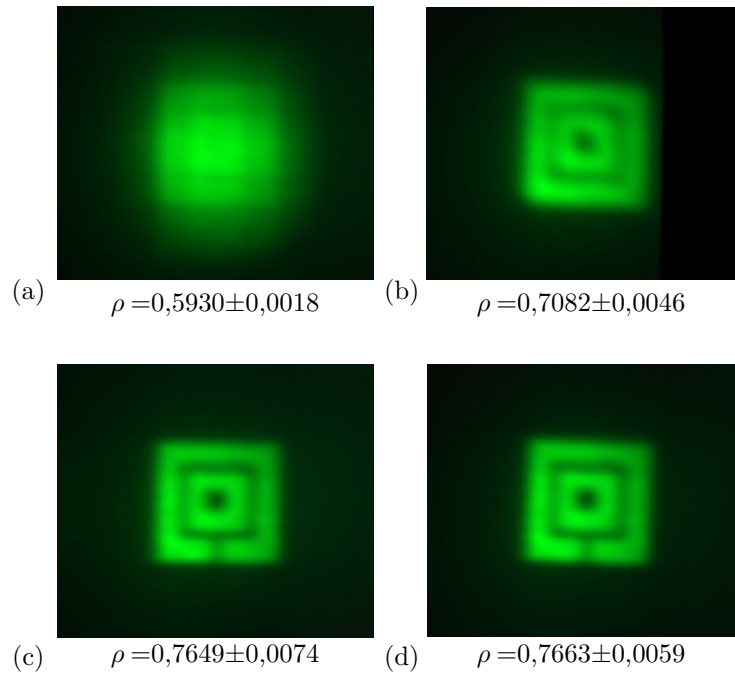


Abbildung 6.27: Farbbilder und Werte des Korrelationskoeffizienten der experimentellen Rekonstruktionen für unterschiedliche Wellenfrontapproximationen. (a) RS-Approximation, (b) Huygens-Approximation, (c) sphärische Wellenfront, (d) gemessene Wellenfront.

sphärische Welle als auch die gemessene Welle besser zur Beschreibung der realen LED Wellenfront eignen als die RS- oder die Huygens-Approximation. Dieser Eindruck wird durch die Werte für den Korrelationskoeffizienten bestätigt. Die Werte für die RS- und die Huygens-Approximation sind deutlich niedriger als für die sphärische und die gemessene Wellenfront. Angesichts der starken Unschärfe und damit einer höheren Abweichung zwischen rekonstruiertem Bild und Zielbild ist dieses Ergebnis nicht überraschend. Auch ist der Wert des Koeffizienten für RS mit $\rho = 0,5930 \pm 0,0018$ um $\Delta\rho = 0,1152$ kleiner als für Huygens mit $\rho = 0,7082 \pm 0,0046$, wobei die Differenz außerhalb der Messunsicherheit liegt. Anders ist es bei den Ergebnissen für die sphärische und die gemessene Welle. Wie schon

die Farbbilder in Abbildung 6.27 zeigen, unterscheiden sich die rekonstruierten Bilder für diese Wellenfronten nur gering, was sich auch in den Werten für den Korrelationskoeffizienten widerspiegelt. Dieser liegt für die sphärische Welle bei $\rho = 0,7649 \pm 0,0074$ und für die gemessene Welle bei $\rho = 0,7663 \pm 0,0059$. Die Differenz von $\Delta\rho = 0,0014$ ist damit zum einen deutlich kleiner als die zwischen der RS- und der Huygens-Näherung und zum anderen ist sie kleiner als die Messunsicherheit.

Die Tendenz, dass die gemessene Wellenfront eine bessere Beschreibung der LED darstellt, muss auf Grund der geringen Ausprägung näher untersucht werden. Dazu werden Hologramme für 590 nm und 620 nm an die sphärische und die gemessene Wellenfront angepasst. In Tabelle 6.5 sind die Werte des Korrelationskoeffizienten für 532 nm, 590 nm und 620 nm aufgeführt. Es ist erkennbar, dass der Wert des Koeffizienten für alle drei Wellenlängen für die gemessene Wellenfront im Vergleich zur sphärischen Welle höher ist. Besonders deutlich ist das Ergebnis für die Wellenlänge 590 nm, bei welcher der Koeffizient bei $\rho = 0,7633 \pm 0,0060$ für die sphärische und bei $\rho = 0,7762 \pm 0,0048$ für die gemessene Welle liegt. Dies entspricht einer Differenz außerhalb der Messunsicherheit von $\Delta\rho = 0,0129$. Für die Wellenlänge von 620 nm ergibt sich ein Koeffizient von $\rho = 0,7759 \pm 0,0048$ für die sphärische und $\rho = 0,7817 \pm 0,0025$ für die gemessene Wellenfront, was einem Unterschied von $\Delta\rho = 0,0058$ entspricht. Damit liegt der Effekt wiederum außerhalb der Messunsicherheit.

Tabelle 6.5: Betrag der berechneten Korrelationskoeffizienten ρ für die verschiedenen Wellenfrontapproximationen.

| Wellenlänge | 532 nm | 590 nm | 620 nm |
|---------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| Approximation | | | |
| Huygens | $0,7082 \pm 0,0046$ | - | - |
| RS | $0,5930 \pm 0,0018$ | - | - |
| Kugelwelle | $0,7649 \pm 0,0074$ | $0,7633 \pm 0,0060$ | $0,7759 \pm 0,0048$ |
| Messung | $0,7663 \pm 0,0059$ | $0,7762 \pm 0,0048$ | $0,7817 \pm 0,0025$ |
| Kugelwelle | | | |
| 11×11 SH | $0,6636 \pm 0,0087$ | $0,6715 \pm 0,0059$ | $0,6432 \pm 0,0062$ |
| 21×21 SH | $0,6451 \pm 0,0080$ | $0,6499 \pm 0,0046$ | $0,6156 \pm 0,0005$ |
| Lambert | | | |
| 11×11 SH | $0,6653 \pm 0,0080$ | $0,6868 \pm 0,0075$ | $0,6588 \pm 0,0061$ |
| 21×21 SH | $0,6510 \pm 0,0053$ | $0,6507 \pm 0,0043$ | $0,6372 \pm 0,0027$ |

Es zeigt sich damit für alle Versuchsdurchführungen die gleiche Tendenz, diese ist jedoch immer nur schwach ausgeprägt. Ein Grund hierfür wird in dem betrachteten Bereich der Wellenfront vermutet, welcher mit $\pm 2^\circ$ sehr klein ist. Unterschiede in der Wellenfrontkrümmung treten dadurch nicht so stark hervor. Der Aufwand für eine Erweiterung des Messbereichs ist sehr hoch und daher ist ein theoretisches Modell für LED Wellenfronten erstrebenswert. Eine Möglichkeit für ein solches Modell stellt die Ausnutzung der Normalkongruenz von optischen Strahlen und Wellen dar. Diese besagt, dass die in der geometrischen Optik angenommenen Strahlen orthogonal zu den Lichtwellen verlaufen. Bei Betrachtung einer lichttechnischen Vermessung des Abstrahlverhaltens der Luxeon-LED mit einem Nahfeld-Goniophotometer zeigt sich eine nahezu Lambert'sche Abstrahlcharakteristik². Im geometrisch-optischen Design wird diese Abstrahlcharakteristik durch eine Vielzahl von Strahlen angenähert und als Lichtquellenbeschreibung genutzt. Da Informationen über

² Eine Lambert'sche Abstrahlcharakteristik ist durch den Zusammenhang zwischen Lichtstärke und Abstrahlwinkel von $I(\alpha) = I(\alpha = 0) \cos(\alpha)$ definiert [146].

das winkelabhängige Abstrahlverhalten typischerweise von LED Herstellern zur Verfügung gestellt werden oder durch lichttechnische Vermessungen ermittelt werden können, bieten sich diese Daten für eine Überführung in wellenoptische Informationen an. Zudem zeigt im Vergleich die Lambert'sche Welle eine stärkere Krümmung als die sphärische Welle und könnte damit der gemessenen Welle ähnlich sein.

Abbildung 6.28.a zeigt den Verlauf einer sphärischen, der gemessenen Welle und einer Lambert'schen Welle, jeweils auf einen Winkelbereich von $\pm 40^\circ$ extrapoliert. Die Messung und die sphärische Welle unterscheiden sich wie erwartet zu großen Winkeln hin leicht. Ob die Wellen sich tatsächlich nur derart geringfügig unterscheiden ist nicht klar, da die Extrapolation nur anhand des kleinen Vermessungsbereich der Wellenfront erfolgen kann. Eine stärkere Differenz ist daher nicht auszuschließen. Die Lambert'sche Welle dagegen zeigt deutlichere Unterschiede. Bei Winkeln $< 10^\circ$ weicht die Wellenfront bereits in ihrem Verlauf von den beiden anderen Wellen ab und zeigt eine stärkere Krümmung. Da die Ergebnisse der bisherigen Versuche die Tendenz zeigen, dass die LED-Wellenfront eine stärkere Krümmung aufweist als die der sphärische Welle, könnte die Verwendung einer Lambert'schen Welle ebenfalls zu besseren Ergebnissen im Hologrammdesign führen. Die Versuchsreihe wird daher um die Betrachtung der Lambert'schen Welle erweitert. Da für diese und auch für die sphärische Welle die Wellenfrontinformationen auch für größere Bereiche abgeleitet werden können, werden für die drei bisher genutzten Wellenlängen 532 nm, 590 nm und 620 nm jeweils Hologramme mit 11×11 und mit 21×21 Subhologrammen berechnet und belichtet. Damit kann der Bereich von $\pm 2^\circ$ auf $\pm 3,66^\circ$ erhöht werden.

In Abbildung 6.28.b ist dieser Bereich mit gestrichelten Linien eingegrenzt und es ist zu erkennen, dass die Lambert'sche Wellenfront auch in diesem Bereich eine stärkere Krümmung aufweist.

Die Farbbilder der sich ergebenden Hologramme sind in Abbildung 6.29 unter Angabe der Korrelationskoeffizienten dargestellt. Es fällt auf, dass der Korrelationskoeffizient für alle Ergebnisse dieser erweiterten Messreihe deutlich geringere Werte aufweist als für die vorangegangenen Versuche. Eine mögliche Ursache ist in der Verwendung eines anderen Polymers zu vermuten, welches eine größere Dicke aufweist und damit andere Belichtungsparameter erfordert.

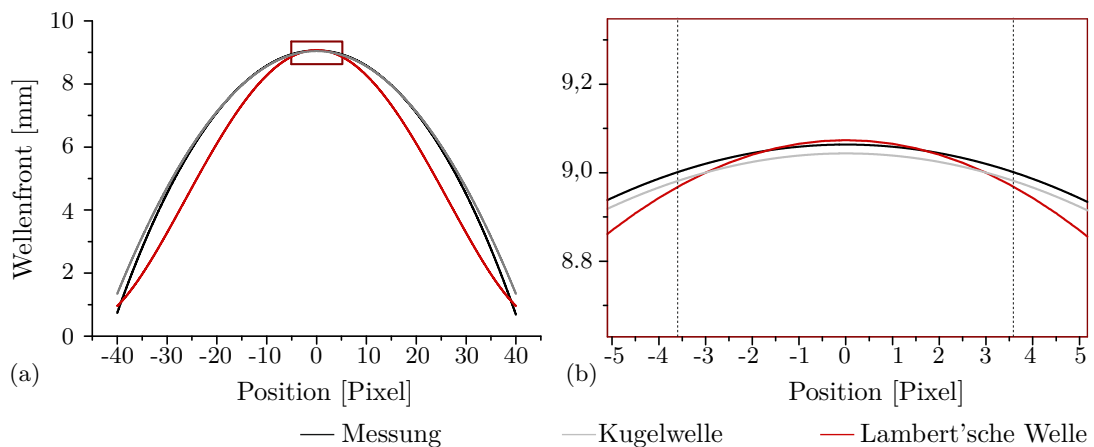


Abbildung 6.28: Schnittbilder der sphärischen, der gemessenen und der Lambert'schen Wellenfronten für 532nm, extrapoliert auf einen Bereich von $\pm 40^\circ$. (a) Darstellung des gesamten Extrapolationsbereichs, (b) vergrößerte Darstellung des rot umrandeten Bereichs in (a).

Die Rekonstruktionen zeigen eine leichte Erhöhung von Streulicht und einen gradueller Leuchtdichteabfall im Vergleich zu den Rekonstruktionen der anderen Wellenfrontapproximationen. Ein direkter Vergleich mit den bisherigen Ergebnissen ist daher nicht sinnvoll. Eine Auswertung innerhalb der Versuchsreihe ist jedoch möglich. Diese zeigt, dass bei 11×11 Subhologrammen für beide Wellenfrontformen die Rekonstruktionen sehr ähnlich sind. Allerdings weisen die Bilder mit Lambert'scher Welle einen etwas höheren Kontrast der horizontalen Linien auf. Bei den vertikalen Linien zeigt sich dagegen eine etwas stärkere Unschärfe als bei der sphärischen Welle. Die Werte des Korrelationskoeffizienten ergeben für die sphärische Welle $\rho = 0,6636 \pm 0,0087$ für 532 nm, $\rho = 0,6715 \pm 0,0059$ für 590 nm und $\rho = 0,6432 \pm 0,0062$ für 620 nm. Damit liegt der Koeffizient für alle drei Wellenlängen bei der sphärischen Wellenfrontapproximation leicht unter den Werten für die der Lambert'sche Welle mit $\rho = 0,6653 \pm 0,0080$ für 532 nm, $\rho = 0,6868 \pm 0,0075$ für 590 nm und $\rho = 0,6588 \pm 0,0061$ für 620 nm. Die Differenzen zwischen den Ergebnissen für beide Wellen liegen außer für 532 nm außerhalb der Messunsicherheit.

Für die Ergebnisse mit 21×21 Subhologrammen sind die Rekonstruktionen für die sphärische Welle insgesamt stärker verschwommen als die der Lambert'schen Welle. Bei letzterer entsteht allerdings für 590 nm und 620 nm der Eindruck, dass mindestens zwei Bilder nebeneinander rekonstruieren und überlagern. Die horizontalen Linien sind weiterhin deutlicher erkennbar als bei der sphärischen Welle. Die Koeffizienten ergeben sich bei dieser Matrixgröße zu $\rho = 0,6451 \pm 0,0080$ für 532 nm, $\rho = 0,6499 \pm 0,0046$ für 590 nm und $\rho = 0,6156 \pm 0,0005$ für 620 nm bei Verwendung der sphärischen Wellenfrontapproximation. Dagegen erreichen die Werte für die Lambert'sche Welle $\rho = 0,6510 \pm 0,0053$ für 532 nm, $\rho = 0,6507 \pm 0,0043$ für 590 nm und $\rho = 0,6372 \pm 0,0027$ für 620 nm. Allerdings liegen die Differenzen außer für 620 nm innerhalb der Messunsicherheit. Die geringen Werte des Koeffizienten für die größeren Hologrammmatrizen bestätigen den visuellen Eindruck, dass deren Rekonstruktionen eine höhere Bildunschärfe aufweisen. Auch der Eindruck, dass diese Unschärfe bei der sphärischen Wellenapproximation stärker ausgeprägt ist, spiegelt sich in den Werten wider.

Die Ergebnisse dieser erweiterten Messreihe bestätigen die bereits beobachtete Tendenz, dass eine stärkere Wellenfrontkrümmung die LED besser annähert. Erneut ist jedoch der Effekt für 532 nm am schwächsten ausgeprägt. Es ist daher zu vermuten, dass die Wellenfront für die untersuchten Wellenlängen leichte Unterschiede aufweist. Auch die stärkere Unschärfe der vertikalen Linien im rekonstruierten Bild für 590 nm und 620 nm weisen darauf hin. Weiterführende Versuche zu dieser Wellenfront-Thematik übersteigen jedoch den Rahmen dieser Arbeit. Notwendige Schritte sind neben der Umsetzung eines zweiten Aufbaus zur Überprüfung der interferometrischen Messungen (Kapitel 4.3) auch die Entwicklung einer neuen Methodik zur Analyse der Messergebnisse. Sicherlich ist die Berechnung und experimentelle Betrachtung von Hologrammen mit den ermittelten Wellenfronten eine praxisnahe Variante, allerdings limitieren und beeinflussen auch viele Hologramm-spezifische Rahmenbedingungen die Auswertung. Eine Analysemethodik, welche unabhängig vom Anwendungsfall der Holographie die Bestimmung der von LEDs emittierten Wellenfronten ermöglicht, bietet gleichzeitig das Potential der Verwendbarkeit von LEDs in weiteren wellenoptischen Einsatzgebieten.

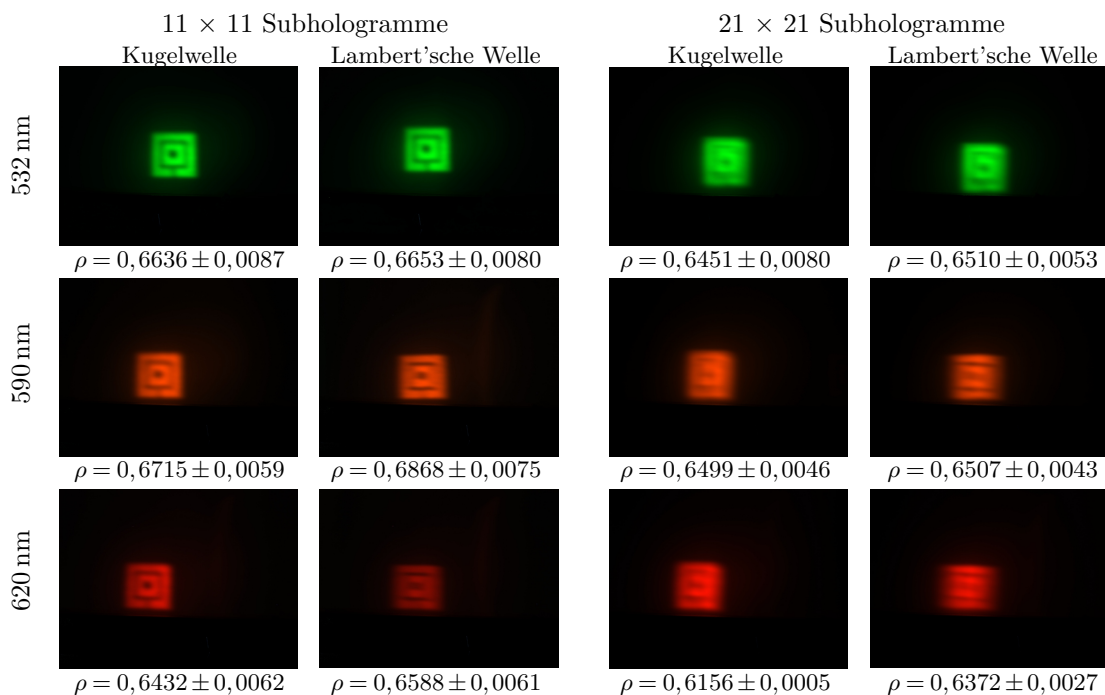


Abbildung 6.29: Farbbilder und Werte des Korrelationskoeffizienten der experimentellen Rekonstruktionen für die sphärische und die Lambert'sche Wellenfrontapproximationen.

6.3 Abschließende Diskussion

Bei den bisherigen Ausführungen zu den einzelnen Versuchsreihen wurde bewusst auf eine Einbeziehung der für diese Arbeit aufgestellten Hypothesen verzichtet. Da viele Effekte und auch Ursachen stark miteinander verknüpft sind, erfolgt an dieser Stelle eine separate Betrachtung und Diskussion der Hypotheseninhalte unter Berücksichtigung der Ergebnisse aller Versuchsreihen.

Hypothese 1: *Je geringer die Abweichung zwischen der theoretischen Beschreibung und den realen Eigenschaften der Rekonstruktionslichtquelle, desto geringer ist auch die Abweichung zwischen dem idealen und dem realen rekonstruierten Bild.*

Allgemein kann diese Hypothese durch theoretische Berechnungen mittels der Gittergleichung bestätigt werden. Diese zeigt, dass bei Beleuchtung eines Hologramms mit unterschiedlichen Wellenlängen die Rekonstruktion an unterschiedlichen Positionen und mit unterschiedlicher Größe entsteht. Die Ergebnisse von Versuchsreihe I bestätigen die Hypothese ebenfalls, indem eine Annäherung der Design- an die Rekonstruktionswellenlänge die Abweichungen zwischen den rekonstruierten Bildern reduziert. In umgekehrter Weise bestätigen die Darstellungen zu Versuchsreihe IV und VI, dass bereits kleine Abweichungen der Wellenbeschreibung zu deutlichen Unterschieden zwischen idealer und realer Rekonstruktion führen. Abweichungen von $\pm 0,5^\circ$ im Divergenzwinkel resultieren in sichtbaren Differenzen bzgl. der Bildschärfe und auch der Einfluss der Wellenfrontbeschreibung auf die Rekonstruktion wird anschaulich belegt.

Das Fazit, das aus der Bestätigung von Hypothese 1 und aus den Versuchsreihen für die Auslegung von Transmissionshologrammen zu ziehen ist, ist die hohe Bedeutung eines realistischen, wellenoptischen Modells für LED-Lichtquellen, nicht nur im Hinblick auf die Wellenfrontform, sondern auch auf die Beschreibung der spektralen Eigenschaften. Allerdings zeigen die Versuchsreihen auch, dass bei einer Optimierung die Wellenlängenselektivität

des Hologramms nicht zu vernachlässigen ist. Die Verwendung von Reflexionshologrammen kann hier eine gute Alternative zur Erhöhung der Selektivität sein. Eine realitätsnahe Beschreibung der Wellenfrontform ist jedoch für alle Kategorien von Hologrammen ein wesentlicher Aspekt.

Hypothese 2: *Die realistische simulative Visualisierung von rekonstruierten Bildern erfordert die Einbeziehung der Eigenschaften der tatsächlichen Rekonstruktionslichtquelle.*

Diese Hypothese wird anschaulich durch die Ergebnisse von Versuchsreihe IV am Beispiel des Divergenzwinkels und von Versuchsreihe V am Beispiel der spektralen Bandbreite bestätigt. Wird bei der Simulation nicht der exakte Divergenzwinkel der Lichtquelle, sondern ein um $\pm 0,5^\circ$ abweichender Winkel angenommen, zeigt das Simulationsergebnis eine entsprechende Unschärfe des rekonstruierten Bildes. Ist der Divergenzwinkel nicht exakt bekannt, kommt es daher zu Unterschieden zwischen Experiment und Simulation. Ähnlich ist es bei der Simulation breitbandiger Lichtquellen. Die Rekonstruktion allein mit der Peakwellenlänge ist für die Visualisierung von Dispersionseffekten bei polychromatischer Beleuchtung nicht zielführend. Werden jedoch weitere Wellenlängen aus dem Spektrum der Lichtquelle berücksichtigt, nähert sich die simulierte Rekonstruktion dem Erscheinungsbild der experimentellen Rekonstruktion an. Das rekonstruierte Bild erhält eine Unschärfe, die in den Experimenten ebenfalls zu beobachten ist.

Bestätigt werden könnte diese Hypothese ebenfalls durch Simulationen für verschiedene Wellenfront-Approximationen gemäß Versuchsreihe VI, sofern die reale Wellenfront der LED ermittelt werden kann. Zu diesem Zeitpunkt sind Simulationen in diese Richtung allerdings nicht zielführend.

Hypothese 3: *Die realistische simulative Visualisierung von rekonstruierten Bildern erfordert die Einbeziehung der Aufnahmeparameter des Belichtungsprozesses.*

Die Inhalte dieser Hypothese spiegeln sich nur indirekt in den durchgeführten Versuchsreihen wieder, bspw. in den Diskussionen zu den Abweichungen der experimentellen und simulierten Ergebnissen von Versuchsreihe I. Die Ursache für Unterschiede zwischen simulierten und experimentell bestimmten Kantenlängen wird in Abweichungen zwischen den Subhologrammgrößen im Belichtungsprozess vermutet. Wird hier nicht die in der Simulation angenommene Größe durch Verkleinerung mit den Fourierlinsen erreicht, kommt es zu Differenzen. Dies belegt die in Abschnitt 6.2.1 durchgeführte Reduzierung der simulierten Kantenlängen um 0,1 mm, welche zu einer Annäherung der Simulations- an die Messergebnisse führt.

Die Ergebnisse von Versuchsreihe II würden dagegen deutlichere Abweichungen zwischen Simulation und Experiment zeigen, wenn der Referenzwinkel des Belichtungsprozesses nicht korrekt berücksichtigt würde. Ein Unterschied von 1° würde bei Simulation eines nicht optimierten Hologramms mit Beleuchtung bei 638nm bereits zu einer Abweichung von $1,3^\circ$ führen.

Dies sind nur zwei Beispiele für Differenzen, die auf Grund unzureichend genauer Definition von Aufnahmeparametern in der Simulation zu Abweichungen führen. Die Berücksichtigung des Belichtungsprozesses ist daher für eine realistische Simulation unumgänglich.

Hypothese 4: *Die realistische simulative Visualisierung von rekonstruierten Bildern erfordert keine rigorose Simulation.*

In Anbetracht der Ergebnisse in Abschnitt 6.2.3 kann diese Hypothese nur eingeschränkt bestätigt werden. Die Simulationen zeigen in allen Versuchsreihen gute Übereinstimmungen. Effekte wie Unschärfe, Skalierungen usw. werden durch die Simulation zuverlässig abgebil-

det. Auftretende Abweichungen sind in erster Linie auf Ungenauigkeiten bei der Justage und Abweichungen zwischen dem Messprinzip und der simulativen Überlagerung der Subhologrammrekonstruktionen zurückzuführen (bspw. bei Streulicht, vgl. Abschnitt 6.2.4). Allerdings werden Effekte, wie Intensitätsabfälle, die experimentell in den Rekonstruktionen zu beobachten sind und auf der Winkelselektivität der Hologramme beruhen, nicht dargestellt. Auch bei der Simulation von Weißlichtmischung ist die rigorose Berechnung der Beugungseffizienz unumgänglich für eine realistische Visualisierung. Hier bedarf es allerdings weiterführender Untersuchungen, bevor ein sinnvoller Abgleich zwischen Experiment und Simulation durchgeführt werden kann.

Hypothese 5: *Ein sukzessiver Design- und Simulationsansatz ermöglicht eine deutliche Reduzierung des Berechnungsaufwandes für großflächige Hologramme.*

Die Betrachtung dieser Hypothese ist nicht Inhalt der dargestellten Versuchsreihen. Die Ausführung in Kapitel 3.2 zu dieser Hypothese belegen deren Gültigkeit bereits durch die Abschätzung mittels \mathcal{O} -Notation. Der Vergleich der Berechnungszeit für die Propagation von 11×11 Subhologrammen und eines Hologramms mit 11264×11264 Pixel, was der Gesamtgröße einer Matrix von 11×11 Subhologrammen entspricht, belegt eine deutliche Reduzierung. Die Propagation von 11×11 Subhologrammen benötigt bei einem Rechner mit 32GB Arbeitsspeicher 0,9 Sekunden, während für 11264×11264 Pixel 9,6 Sekunden notwendig sind. Die Propagation eines einzelnen Subhologramms benötigt sogar nur 0,08 Sekunden. Bei Berechnung der Phasenverteilung eines Basishologramms mit dem IFTA, liegt der zeitliche Unterschied für 20 Iterationen bereits bei >8 Minuten. Für den Gesamtdesignprozess inkl. Anpassung an eine Rekonstruktionswellenfront steigt die zeitliche Differenz auf >14 Minuten. Eine Matrix von 11×11 Subhologrammen bzw. ein Hologramm mit 11264×11264 Pixel weist eine Ausdehnung von lediglich 13,75 mm auf und ist im Hinblick auf aktuell im Automobil genutzte optische Elemente vergleichsweise gering. Für größere Elemente ist mit einer entsprechenden Erhöhung des Berechnungsaufwands im Design zu rechnen, was die Einteilung in Subhologramme rechtfertigt. Ein Vergleich der Simulationsdauer ist dagegen schon mit den hier betrachteten Hologrammgrößen nicht mehr möglich, da bei Berechnungen mit der Matrix von 11264×11264 Pixel die Grenzen des Arbeitsspeichers erreicht sind. Die Simulation mit 11×11 Subhologrammen dagegen wird innerhalb von ~ 67 Minuten abgeschlossen.

Für die Implementierung eines ersten Simulationsansatzes ist die Reduzierung des Berechnungsaufwands in jedem Fall eine Verbesserung und ermöglicht sogar erst die realistische Simulation von Hologrammen mit Größen von mehreren Millimetern. Potential im Hinblick auf die Reduzierung von Rechenzeiten ist dennoch vorhanden und insbesondere bei großflächigen Hologramm empfehlenswert.

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Optimierung von computerbasierten Transmissionshologrammen für den Einsatz mit LED Beleuchtung untersucht. Grundlage bildet eine entwickelte Design- und Simulationsmethodik, welche die Berücksichtigung von LED-typischen Lichtquellenparametern ermöglicht. So können Hologramme für spezifische Peakwellenlängen, Divergenzwinkel oder Wellenfronten berechnet und die rekonstruierten Bilder unter Beleuchtung mit beliebig abweichenden Lichtquellenparametern simuliert werden. Durch den Aufbau eines Belichtungsprozesses und die Integration der Belichtungsparameter im Design und in der Simulation, ist die Herstellung der berechneten Hologramme möglich. Diese werden in sechs experimentellen Versuchsreihen zur Überprüfung der Algorithmen und der Optimierungsparameter analysiert. Inhalte dieser Versuchsreihen sind im Wesentlichen die Untersuchung und Kompensation von folgenden vier Effekten:

- Skalierung der Rekonstruktion: Dispersionseffekt
- Verschiebung der Abbildungsebene des Hologramms: Dispersionseffekt oder Effekt bei divergenter Beleuchtung
- Positionsänderung der Rekonstruktion: Dispersionseffekt
- Mehrfachrekonstruktion: Dispersionseffekt bei Beleuchtung mit polychromatischem Licht.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Skalierung der rekonstruierten Bilder bei Beleuchtung von Hologrammen mit von der Aufnahme abweichenden Wellenlängen durch den in Kapitel 4 vorgestellten Designansatz sehr gut kompensiert werden kann. Eine geringe Abweichung bleibt dennoch bestehen. So ist auch nach der Optimierung die Rekonstruktion für 445 nm kleiner und für 638 nm größer als die Rekonstruktion bei der Aufnahmewellenlänge von 532 nm. Allerdings beträgt der experimentell ermittelte Größenunterschied für 445 nm lediglich 1,77% und für 638 nm 4,33%. Vor der Optimierung erreichen die Werte noch 12,59% für 445 nm und 21,99% für 638 nm. Das ist eine deutliche Annäherung, welche sich so auch in den Simulationsergebnissen zeigt.

Auch die Verschiebung der Abbildungs- bzw. Fokusebene des Hologramms, welche zu einer Unschärfe des rekonstruierten Bildes führt, kann durch den Designansatz deutlich reduziert werden. Dies gilt sowohl für eine wellenlängenbedingte Veränderung als auch für den Einfluss von divergentem Licht. Als Kriterium wird der Korrelationskoeffizient herangezogen, mittels welchem die Fokusebene der Hologramme ermittelt wird. So liegen die Unterschiede zwischen der Zieldistanz von $z = 300$ mm und der tatsächlichen Fokusebene vor der Optimierung bei $\Delta z = 50$ mm für 638 nm und bei $\Delta z = 64$ mm für 445 nm, während für die Belichtungswellenlänge 532 nm die Abweichung nur $\Delta z = 2$ mm beträgt. Die Optimierung sorgt für eine Reduzierung der Unterschiede für alle drei Wellenlängen auf maximal $\Delta z = 2$ mm.

Die Ergebnisse belegen eine erfolgreiche Anpassung der Rekonstruktionsdistanz für die verschiedenen Wellenlängen. Zudem treten nur geringe Abweichungen zwischen Simulation, Experiment und den theoretischen Zielwerten von maximal 1,1% vor der Optimierung und maximal 0,67% nach der Optimierung auf.

Bei der Optimierung der Hologramme für divergentes Licht zeigt sich eine ähnlich hohe Übereinstimmung. Die Differenz des Korrelationskoeffizienten zwischen kollimiertem Licht und einem Divergenzwinkel von $\pm 4^\circ$ kann im Experiment von $\approx \Delta\rho = 0,3260$ vor der Optimierung auf $\approx \Delta\rho = 0,0004$ nach der Optimierung reduziert werden. Für die Simulation ist die Annäherung mit $\Delta\rho = 0,2994$ vor und $\Delta\rho = 0,1074$ nach der Optimierung allerdings nicht so deutlich. Zudem ist als Tendenz zu erkennen, dass der Koeffizientenwert trotz Optimierung mit steigendem Divergenzwinkel sinkt. Dieser Effekt geht insbesondere bei der Simulation mit einem deutlichen Anstieg des Streulichts einher. Mögliche Ursache sind Unterschiede in der Bildentstehung bei der messtechnischen Aufnahme bzw. der simulativen Visualisierung.

Die gezeigten Ergebnisse für die Divergenzwinkeloptimierung beruhen auf der Beleuchtung der Hologramme mit Laser. Wird stattdessen eine spektral gefilterte LED mit $\Delta\lambda = 10\text{nm}$ Bandbreite verwendet, zeigt sich trotz Optimierung eine deutlich stärkere Unschärfe als bei Laserbeleuchtung. Eine mögliche Ursache dafür ist der Unterschied zwischen der von der LED emittierten Wellenfront und der zur Optimierung verwendeten sphärischen Welle, wodurch das Hologramm nicht ausreichend für die LED optimiert ist. Die Untersuchung verschiedener Wellenfrontformen zeigt, dass im Vergleich zu anderen Näherungen, wie der RS- und der Huygens-Näherung, die sphärische Welle die LED gut widerspiegelt. Allerdings ist die Tendenz zu erkennen, dass sowohl die interferometrisch gemessene Wellenfront der LED als auch die aus lichttechnischen Messungen abgeleitete Lambert'sche Wellenfront zu besseren Ergebnissen führen. Diese beiden Wellen weisen in dem betrachteten Wellenfrontbereich eine leicht stärkere Krümmung als die sphärische Welle auf.

Der dritte untersuchte Effekt ist die Positionsänderung des rekonstruierten Bildes, welche bei Beleuchtung mit einer abweichenden Rekonstruktionswellenlänge auftritt. Eine Kompensation des Effektes ist auf Grund von Limitierungen im Belichtungsprozess nur für die Simulation möglich und führt zu sehr guten Überlagerungen der rekonstruierten Bilder. Damit ermöglicht der vorgestellte Optimierungsansatz nur simulativ eine Weißlicht-Realisierung durch RGB-Mischung. Gezielte Verschiebungen der rekonstruierten Bilder sind jedoch auch experimentell mit einer Genauigkeit möglich, die innerhalb der Messunsicherheit liegt. Die Funktionalität des Designansatzes ist damit auch für wellenlängenabhängige Verschiebungen des rekonstruierten Bildes belegt. Für die Umsetzung einer Weißlicht-Mischung sind jedoch drei lokal separierte Hologrammmatrizen notwendig, die jeweils auf R,G oder B optimiert sind.

Im Hinblick auf den Einsatz von Hologrammen in Scheinwerfern, ist die Verwendung einer einzigen Hologrammmatrix erstrebenswert, da so eine Weißlichtquelle eingesetzt werden kann. Eine solche polychromatische Lichtquelle führt jedoch zu Mehrfachrekonstruktionen, wie sie auch als letzter zu betrachtender Aspekt genannt sind. Die durchgeführten Versuche zeigen, dass diese Mehrfachrekonstruktionen sowohl bei Beleuchtung mit drei separaten Laserlichtquellen, als auch bei schmalbandigen LEDs sichtbar sind und zu einer Vielzahl lokal getrennter Bilder oder zu einer Überlagerung mit Verunschärfung der Rekonstruktion führen. Eine Unterdrückung der Mehrfachrekonstruktion ist nur durch die Verwendung von Filtern mit Bandbreiten $\Delta\lambda < 10\text{nm}$ oder mit einer sehr hohen Wellenlängenselektivität des

Hologramms möglich. Die Ergebnisse zeigen jedoch, dass diese bei den Hologrammen nicht gegeben ist, sondern die Beugungseffizienz zu anderen Wellenlängenbereichen nur leicht ab- oder sogar zunimmt. Eine allein computerbasierte Anpassung ist daher nicht umsetzbar.

Für den Einsatz von computerbasierten Transmissionshologrammen im Automobil sind Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Optimierungen ein elementarer Schritt. Allerdings ergaben sich an verschiedenen Stellen neue Herausforderungen, die insbesondere für eine Integration von Hologrammen in Scheinwerfern näher zu betrachten sind. Im folgenden Abschnitt werden daher Empfehlungen für weiterführende Untersuchungen aufgezeigt.

7.2 Ausblick

Sowohl die Anpassung von Hologrammen für verschiedene LED-Eigenschaften durch den entwickelten Designansatz als auch eine realitätsnahe Simulation konnten im Rahmen dieser Arbeit umgesetzt werden. Allerdings zeigten sich noch einige Aspekte, die für den Einsatz von Transmissionshologrammen mit LED-Beleuchtung zu klären sind.

Ein wesentlicher Punkt liegt in Limitierungen, die aus dem Belichtungsprozess resultieren. Neben Justageungenauigkeiten, die für bessere Optimierungsergebnisse zu reduzieren sind, liegt der Hauptaspekt in den Abschattungen bei der Führung der Objektwelle. Die Einschränkung auf korrigierbare Winkelbereiche von $\pm 4^\circ$ ist deutlich zu gering, um eine Anpassung für realistische Divergenzwinkel von LEDs zu erzielen. Es ist allerdings zu bedenken, dass es eine Grenze für die Korrektur von Einfallswinkeln oder Wellenfrontkrümmung allein anhand des Designprozesses geben wird. Auf Grund der SLM-Auflösung können keine beliebig kleinen Strukturen erzeugt werden, welche mit größeren Winkeln einhergehen würden. Ein zweiter Punkt ist die Winkelselektivität des Hologramms. Die für eine korrekte Ablenkung benötigte Gitterstruktur wird für unterschiedliche Einfallswinkel der Rekonstruktionswelle im Designprozess angepasst. Der Referenzwinkel ist für alle Bereiche des Hologramms gleich, beeinflusst jedoch die Bragg-Bedingung und damit die winkelh abhängige Beugungseffizienz. Es ist denkbar, dass durch Anpassung des Belichtungsprozesses und durch einen höher aufgelösten SLM die computerbasierte Optimierung für große Divergenzwinkel erfolgreich ist, aber auf Grund der Winkelselektivität des Hologramms Licht aus großen Winkelbereichen unterdrückt wird.

Eine Alternative zum rein computerbasierten Optimierungsansatz ist die Kombination mit einem in allen Achsen variabel einstellbaren Referenzwinkel im Belichtungsprozess. Mit einem solchen Aufbau könnte der Referenzwinkel rotationssymmetrisch an den Einfallswinkel einer LED angepasst und die beste Beugungseffizienz erzielt werden. Eine entsprechende Optimierung des Belichtungsprozesses wurde für den Aufbau dieser Arbeit nicht mehr umgesetzt, da ein gänzlich neues Konzept für die Führung der Objekt- und Referenzstrahlengänge erforderlich ist.

Ein zweites Thema, welches im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend betrachtet werden konnte, ist die Simulation der Beugungseffizienz von computerbasierten Volumenhologrammen. Die Versuche in dieser Arbeit zeigen, dass es deutliche Abweichungen zwischen experimentell ermittelten und simulierten Beugungseffizienzen gibt. Eine Ursache dafür liegt in der Bestimmung und Kontrolle der Brechungsindexmodulation, die bei der Belichtung erzeugt wird. Für die genutzten Photopolymere wurden Parameter wie Belichtungszeiten und -intensitäten experimentell betrachtet und eingestellt, um eine gute Modulation zu erreichen. Für einen Vergleich mit berechneten Effizienzen ist jedoch eine optimale Einstel-

lung aller Parameter und damit eine systematische Optimierung der Belichtung notwendig. Allerdings bleibt die Frage, ob mit den klassischen Berechnungsansätzen die Effizienz der in dieser Arbeit betrachteten Hologramme simulierbar ist, da diese keinen idealen Gittern entsprechen. Dies ist die zweite zu untersuchende Ursache für Abweichungen zwischen Simulation und Experiment. Auch die etablierten Simulationsalgorithmen sind aus der Annahme heraus entwickelt, dass es sich bei den überlagernden Objekt- und Referenzwellen um ebene Wellen, bei manchen Algorithmen auch um sphärische Wellen handelt. Auf Grund der Veränderung der Objektwelle durch den SLM ist bei den computerbasierten Hologrammen jedoch von nicht ideal geformten Wellen auszugehen.

Als weiterer, sehr wichtiger Punkt, ist die wellenoptische Beschreibung der LED zu nennen. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen für verschiedene Wellenfront-Approximationen weisen zwei wesentliche Nachteile auf. Zum einen ist der Messbereich mit $\pm 2^\circ$ sehr gering, wodurch Unterschiede in Wellenfronten nur schwer nachweisbar sind. Zum anderen ist die Messdistanz von 205 mm im Hinblick auf den Anwendungsfall Automobil sehr groß. Realistische Distanzen zwischen LED und Hologramm liegen bei wenigen Millimetern. Beide Aspekte erfordern ein neues Konzept zur Vermessung, da die Distanzen in dem genutzten Interferometeraufbau nicht weiter reduzierbar sind und die Vergrößerung des Messbereich bei diesem Ansatz mit einem hohen Aufwand einhergeht. Dennoch ist die präzise, wellenoptische Beschreibung der LED der entscheidende Aspekt für eine möglichst gute Optimierung. Weitere Eigenschaften, wie partielle Inkohärenz, Polarisation oder spektrale Winkelabhängigkeiten wurden in dieser Arbeit nicht betrachtet und bieten ebenfalls Ansätze für zukünftige Forschungsprojekte.

Im Hinblick auf den Einsatz von Hologrammen in Scheinwerfersystemen ist als letzter Punkt eine Erweiterung der Simulation für lichttechnische Analysen zu erwähnen. Diese ist für die Abschätzung der Erfüllung gesetzlicher Vorgaben essentiell und beinhaltet an erster Stelle die Einbindung von Lichtquelleninformationen bzgl. der optischen Leistung und des emittierten Spektrums. So ist neben der Umrechnung der Intensitätsverteilung in eine Beleuchtungsstärke- oder Lichtstärkeverteilung auch die Bestimmung des Farbortes zum Abgleich mit den gesetzlichen Vorgaben notwendig.

- [1] D. Gabor. „A new microscopic principle“. In: *Nature* 161.4098 (1948), S. 777.
- [2] D. Gabor. „Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 197.1051 (1949), S. 454–487.
- [3] M. K. Kim. *Digital holography microscopy: Principles, techniques, and applications*. Bd. 162. Optical sciences. New York [u.a.]: Springer, 2014.
- [4] H. J. Coufal, D. Psaltis und G. T. Sincerbox, Hrsg. *Holographic data storage*. Heidelberg: Springer-Verlag Berlin, 2012.
- [5] H. I. Bjelkhagen und D. Brotherton-Ratcliffe. *Ultra-realistic imaging: Advanced techniques in analogue and digital colour holography*. ENGnetBASE. Boca Raton, Fl: CRC, 2013.
- [6] D. Chemisana u. a. „Holographic lenses for building integrated concentrating photovoltaics“. In: *Applied Energy* 110 (2013), S. 227–235.
- [7] G. Walze. „Mikrostrukturierte Oberflächen in Kombination mit optischen Schaltungsmechanismen zum Tageslichtmanagement“. Dissertation. Freiburg im Breisgau: Albert-Ludwigs-Universität, 2005.
- [8] M. A. Habegger, T. J. Harris und G. T. Sincerbox. „Head-Up Display System“. US3533104 (A). IBM. 17.05.1968.
- [9] L. A. Lopez. „Automotive vehicle condition indicator utilizing holograms“. US3560921A. FORD Motor Co. 19.12.1968.
- [10] G. E. Moss. „Holographic rear window stoplight“. US4892369A. Hughes Aircraft Company. 6.01.1987.
- [11] C. S. Allred und D. A. Landwehr. „Automotive holographic signal lamp“. US5571277A. General Motors Corporation. 12.06.1995.
- [12] R. T. Smith. „Holographic thin taillamp“. US5669693A. Hughes Electronics. 17.04.1996.
- [13] P. Perlo u. a. „Adaptive illumination device, in particular vehicle headlight“. EP0738904A1. MAGNETI MARELLI. 19.04.1995.
- [14] R. Goihl. „Beleuchtungseinheit mit einem optischen Element“. DE102006043402A1. OSRAM GmbH. 15.09.2006.
- [15] E. W. Oomen und L. Wang. „Car lighting unit for generating a beam of light and a holographic 3d image“. WO2009095883A1. Koninkl Philips Electronics NV. 1.02.2008.
- [16] L. Wang u. a. „Car lighting unit for generating a beam of light and a holographic 3d image“. CN101675291B. Koninkl Philips Electronics. 25.04.2008.
- [17] J. Moisel. „Beleuchtungseinrichtung für Fahrzeuge“. DE102009021354A1. Daimler AG. 14.05.2009.
- [18] W. Gonçalves, C. le Dall und S. Geronimi. „Holographic Warning“. In: *10th International Symposium on Automotive Lighting – ISAL 2013 – Proceedings of the Conference: Volume 15*. Herbert Utz Verlag GmbH, 2013, S. 467–472.
- [19] M. Mügge. „Holographic Optics for Signalights - Concepts, Stylings & Challenges“. In: *11th International Symposium on Automotive Lighting – ISAL 2015 – Proceedings of the Conference: Volume 16*. Herbert Utz Verlag GmbH, 2015, S. 545–554.
- [20] S. Weber. „A new efficient, compact vehicular illumination system using high-power semiconductor laser diodes“. In: *10th International Symposium on Automotive Lighting – ISAL 2013 – Proceedings of the Conference: Volume 15*. Herbert Utz Verlag GmbH, 2013, S. 467–472.

- [21] J. Garcia-Sucerquia u. a. „Digital in-line holographic microscopy“. In: *Applied Optics* 45.5 (2006), S. 836–850.
- [22] Y. Tsuchiyama u. a. „Full-Color High-Definition CGH Using Color Filter and Filter Design Based on Simulation“. In: Optical Society of America, 2016, DW5I.4.
- [23] M. R. Latta und R. V. Pole. „Design techniques for forming 488-nm holographic lenses with reconstruction at 633 nm“. In: *Applied Optics* 18.14 (1979), S. 2418–2421.
- [24] M. Assenheimer, Y. Amitai und A. A. Friesem. „Recursive design for an efficient HOE with different recording and readout wavelengths“. In: *Applied Optics* 27.22 (1988), S. 4747–4752.
- [25] T. Kari u. a. „Reliability of point source approximations in compact LED lens designs“. In: *Optics express* 19.6 (2011), A1190–A1195.
- [26] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier optics*. 2. Aufl. McGraw-Hill series in electrical and computer engineering. New York [u.a.]: McGraw-Hill, 1996.
- [27] M. Born und E. Wolf. *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7. Aufl. Cambridge [u.a.]: Cambridge Univ. Press, 1999.
- [28] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. 2., vollst. überarb. und erw. Aufl. [=1. dt. Aufl.] Lehrbuch Physik. Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [29] W. Lauterborn, T. Kurz und M. Wiesenfeldt. *Kohärente Optik: Grundlagen für Physiker und Ingenieure*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1993.
- [30] J. W. Goodman. *Statistical Optics, 2nd Edition*. John Wiley & Sons, 2015.
- [31] H. Haferkorn. *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4., bearb. und erw. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH, 2003.
- [32] E. Hecht. *Optik*. 6., verb. Aufl. de Gruyter - Studium. München: Oldenbourg [u.a.], 2014.
- [33] F. Shen und A. Wang. „Fast-Fourier-transform based numerical integration method for the Rayleigh-Sommerfeld diffraction formula“. In: *Applied Optics* 45.6 (2006), S. 1102–1110.
- [34] K. Matsushima und T. Shimobaba. „Band-limited angular spectrum method for numerical simulation of free-space propagation in far and near fields“. In: *Optics express* 17.22 (2009), S. 19662–19673.
- [35] G. K. Ackermann und J. Eichler. *Holography: A practical approach*. Weinheim: Wiley-VCH, op. 2007.
- [36] D. P. Kelly u. a. „Fresnel and Fourier digital holography architectures: a comparison“. In: *Fringe 2009*. Hrsg. von W. Osten. Berlin und Heidelberg: Springer, 2009, S. 1–5.
- [37] E. N. Kamau u. a. „Fabrication of Multiplexed Computer Generated Volume Holograms in Photosensitive Glass“. In: Optical Society of America, 2014, FTh4G.2.
- [38] H. Kogelnik. „Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings“. In: *Bell Labs Technical Journal* 48.9 (1969), S. 2909–2947.
- [39] R. Gross und A. Marx. *Festkörperphysik*. De Gruyter, 2014.
- [40] B. R. Brown und A. W. Lohmann. „Complex Spatial Filtering with Binary Masks“. In: *Applied Optics* 5.6 (1966), S. 967–969.
- [41] B. R. Brown und A. W. Lohmann. „Computer-generated Binary Holograms“. In: *IBM Journal of Research and Development* 13.2 (1969), S. 160–168.
- [42] A. W. Lohmann und D. P. Paris. „Binary Fraunhofer Holograms, Generated by Computer“. In: *Applied Optics* 6.10 (1967), S. 1739–1748.
- [43] L. B. Lesem, P. M. Hirsch und J. A. Jordan. „The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device“. In: *IBM Journal of Research and Development* 13.2 (1969), S. 150–155.
- [44] J. A. Jordan u. a. „Kinoform lenses“. In: *Applied optics* 9.8 (1970), S. 1883–1887.
- [45] S. K. Case und W. J. Dallas. „Volume holograms constructed from computer-generated masks“. In: *Applied optics* 17.16 (1978), S. 2537–2540.

-
- [46] M. Ehrgott. *Multicriteria optimization*. 2nd ed. Berlin und New York: Springer, 2005.
 - [47] T. Shimobaba, N. Masuda und T. Ito. „Simple and fast calculation algorithm for computer-generated hologram with wavefront recording plane“. In: *Optics letters* 34.20 (2009), S. 3133–3135.
 - [48] C. Chang u. a. „Simple calculation of a computer-generated hologram for lensless holographic 3D projection using a nonuniform sampled wavefront recording plane“. In: *Applied optics* 55.28 (2016), S. 7988–7996.
 - [49] J. Bengtsson. „Kinoform design with an optimal-rotation-angle method“. In: *Applied optics* 33.29 (1994), S. 6879–6884.
 - [50] S. H. Kazemi, M. M. Mirsalehi und A. R. Attari. „Comparison of iterative angular spectrum and optimal rotation angle methods in designing beam-fanners“. In: *Optics Express* 17.17 (2009), S. 14825–14831.
 - [51] B. K. Jennison, D. W. Sweeney und J. P. Allebach. „Efficient design of direct-binary-search computer-generated holograms“. In: *Journal of the Optical Society of America A* 8.4 (1991), S. 652–660.
 - [52] M. A. Seldowitz, J. P. Allebach und D. W. Sweeney. „Synthesis of digital holograms by direct binary search“. In: *Applied optics* 26.14 (1987), S. 2788–2798.
 - [53] R. G. Dorsch, A. W. Lohmann und S. Sinzinger. „Fresnel ping-pong algorithm for two-plane computer-generated hologram display“. In: *Applied Optics* 33.5 (1994), S. 869–875.
 - [54] F. Wyrowski und O. Bryngdahl. „Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography“. In: *JOSA A* 5.7 (1988), S. 1058–1065.
 - [55] T. Peter, F. Wyrowski und O. Bryngdahl. „Comparison of iterative methods to calculate quantized digital holograms“. In: *Proceedings of SPIE* 1718.1 (1993), S. 55–62.
 - [56] P. Blair u. a. „Multilevel phase-only array generators with a trapezoidal phase topology“. In: *Applied Optics* 36.20 (1997), S. 4713–4721.
 - [57] X.-F. Meng u. a. „Information security system by iterative multiple-phase retrieval and pixel random permutation“. In: *Applied Optics* 45.14 (2006), S. 3289–3297.
 - [58] H. Schweitzer. *Design und Analyse von Strahlformungssystemen hoher numerischer Apertur*. 2010.
 - [59] K. Choi, H. Kim und B. Lee. „Full-color autostereoscopic 3D display system using color-dispersion-compensated synthetic phase holograms“. In: *Optics Express* 12.21 (2004), S. 5229–5236.
 - [60] Y. Ogura u. a. „Wavelength-multiplexing diffractive phase elements: design, fabrication, and performance evaluation“. In: *JOSA A* 18.5 (2001), S. 1082–1092.
 - [61] K. Mori und R. Ohba. „Optical Hough-transform processor with a two-dimensional array of computer-generated holograms“. In: *Applied Optics* 33.14 (1994), S. 3111–3117.
 - [62] M. G. Moharam und T. K. Gaylord. „Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction“. In: *JOSA* 71.7 (1981), S. 811–818.
 - [63] R. Bräuer und O. Bryngdahl. „From evanescent waves to specified diffraction orders“. In: *Optics Letters* 22.11 (1997), S. 754–756.
 - [64] S. Gallego u. a. „Volume Holograms in Photopolymers: Comparison between Analytical and Rigorous Theories“. In: *Materials* 5.8 (2012), S. 1373–1388.
 - [65] R. Magnusson und T. K. Gaylord. „Analysis of multiwave diffraction of thick gratings“. In: *Journal of the Optical Society of America* 67.9 (1977), S. 1165–1170.
 - [66] D. Brotherton-Ratcliffe. „A treatment of the general volume holographic grating as an array of parallel stacked mirrors“. In: *Journal of Modern Optics* 59.13 (2012), S. 1113–1132.
 - [67] D. Brotherton-Ratcliffe, A. Osanlou und P. Excell. „Using the parallel stacked mirror model to analytically describe diffraction in the planar volume reflection grating with finite absorption“. In: *Applied Optics* 54.12 (2015), S. 3700–3707.

- [68] L. Li. „Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures“. In: *JOSA A* 13.9 (1996), S. 1870–1876.
- [69] L. Li. „New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings“. In: *JOSA A* 14.10 (1997), S. 2758–2767.
- [70] H. Ichikawa. „Electromagnetic analysis of diffraction gratings by the finite-difference time-domain method“. In: *JOSA A* 15.1 (1998), S. 152–157.
- [71] A. V. Lavrinenko. *Numerical methods in photonics*. Optical sciences and applications of light. Boca Raton [u.a.]: CRC Press, 2015.
- [72] Y. Li u. a. „Theoretical and experimental study of dot matrix hologram“. In: International Society for Optics and Photonics, 1998, S. 121–129.
- [73] M. Sutkowski und M. Kujawińska. „Application of liquid crystal (LC) devices for optoelectronic reconstruction of digitally stored holograms“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 33.3 (2000), S. 191–201.
- [74] A. Michalkiewicz und X. Wang. „Holographic three-dimensional displays with liquid crystal on silicon spatial light modulator“. In: *Proceedings of SPIE* 5531.1 (2004), S. 85–94.
- [75] R. S. Nesbitt u. a. „Holographic recording using a digital micromirror device“. In: International Society for Optics and Photonics, 1999, S. 12–20.
- [76] X. Rong u. a. „A hogel-based holographic recording system and its hologram reconstruction improvement“. In: *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 124.18 (2013), S. 3642–3645.
- [77] H. Misawa und S. Juodkazis. *3D Laser Microfabrication: Principles and Applications*. Wiley, 2006.
- [78] M. Bülters u. a. „Three dimensional Modification of the Refractive Index in Photosensitive Foturan Glass“. In: *115. Jahrestagung. DGaO Proceedings 2014*. Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik e.V., 2014.
- [79] S. M. Kirkpatrick u. a. „Holographic recording using two-photon-induced photopolymerization“. In: *Applied Physics A: Materials Science Processing* 69.4 (1999), S. 461–464.
- [80] S. L. Yeh. „Dot-matrix hologram with an encrypted figure“. In: *Optical Engineering* 45.9 (2006), S. 095801–095801.6.
- [81] A. Bulanovs, V. Gerbrederis und V. Paškevičs. „Principles of Creation and Reconstruction of Dot-Matrix Holograms“. In: *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences* 45.2 (2008), S. 44–41.
- [82] B. Zarkov, D. Grujić und D. Pantelić. „High-resolution dot-matrix hologram generation“. In: *Physica Scripta* 2012.T149 (2012), S. 014021.
- [83] S. Jolly und V. M. Bove. „Direct Optical Fringe Writing of Diffraction Specific Coherent Panoramagrams in Photorefractive Polymer for Updatable Three-Dimensional Holographic Display“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 415 (2013), S. 012054.
- [84] W. Nishii und K. Matsushima. „A wavefront printer using phase-only spatial light modulator for producing computer-generated volume holograms“. In: *Proceedings of SPIE* 9006 (2014), 90061F–90061F.8.
- [85] C. Kohler, X. Schwab und W. Osten. „Optimally tuned spatial light modulators for digital holography“. In: *Applied Optics* 45.5 (2006), S. 960–967.
- [86] B. Li u. a. „High-resolution digital holographic imaging by using a spatial light modulator“. In: International Society for Optics and Photonics, 2014, 92820N–92820N.6.
- [87] Z. Zhang, Z. You und D. Chu. „Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices“. In: *Light: Science & Applications* 3.10 (2014), e213:1–3.
- [88] S. Krüger u. a. „Nematic LCoS spatial light modulators: performance in diffractive optics“. In: International Society for Optics and Photonics, 2004, S. 627–631.

-
- [89] F. Yaraş, H. Kang und L. Onural. „Real-time phase-only color holographic video display system using LED illumination“. In: *Applied Optics* 48.34 (2009), H48–H53.
 - [90] T. Kozacki u. a. „Color reconstructions of real digital holograms in holographic display with white light LED illumination“. In: *Imaging and Applied Optics*. OSA technical digest (online). Optical Society of America, 2016, DM4E.5.
 - [91] T. Ito u. a. „Holographic reconstruction with a 10- μ m pixel-pitch reflective liquid-crystal display by use of a light-emitting diode reference light“. In: *Optics Letters* 27.16 (2002), S. 1406–1408.
 - [92] L.-Y. Liao u. a. „65.3: Phase-Modulation LCoS Display System with Off-Axis LED Reconstruction Light“. In: *SID Symposium Digest of Technical Papers* 44.1 (2013), S. 905–908.
 - [93] E. Moon u. a. „Holographic head-mounted display with RGB light emitting diode light source“. In: *Optics Express* 22.6 (2014), S. 6526–6534.
 - [94] H. Sasaki u. a. „Image Size Scalable Full-parallax Coloured Three-dimensional Video by Electronic Holography“. In: *Scientific Reports* 4 (2014), S. 4000.
 - [95] F. Sauer. „Fabrication of diffractive-reflective optical interconnects for infrared operation based on total internal reflection“. In: *Applied Optics* 28.2 (1989), S. 386–388.
 - [96] F. Wyrowski, H. Schimmel und M. Kuhn. „Elektromagnetisches Optikrechnen – Modellierung realer Lichtquellen“. In: *Photonik* 39.2 (2007), S. 66–70.
 - [97] F. Hu, K.-Y. Qian und Y. Luo. „Far-field pattern simulation of flip-chip bonded power light-emitting diodes by a Monte Carlo photon-tracing method“. In: *Applied Optics* 44.14 (2005), S. 2768–2771.
 - [98] I. Moreno und C.-C. Sun. „Modeling the radiation pattern of LEDs“. In: *Optics Express* 16.3 (2008), S. 1808–1819.
 - [99] H. Yang u. a. „An analytical model for the illuminance distribution of a power LED“. In: *Optics Express* 16.26 (2008), S. 21641–21646.
 - [100] J. Tervo u. a. „Shifted-elementary-mode representation for partially coherent vectorial fields“. In: *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision* 27.9 (2010), S. 2004–2014.
 - [101] P. Petruck, R. Riesenberger und R. Kowarschik. „Partially coherent light-emitting diode illumination for video-rate in-line holographic microscopy“. In: *Applied Optics* 51.13 (2012), S. 2333–2340.
 - [102] A. Büttner. „Wave optical analysis of light-emitting diode beam shaping using microlens arrays“. In: *Optical Engineering* 41.10 (2002), S. 2393.
 - [103] K. Yamada, Y. Imai und K. Ishii. „Optical Simulation of Light Source Devices Composed of Blue LEDs and YAG Phosphor“. In: *Journal of Light & Visual Environment* 27.2 (2003), S. 70–74.
 - [104] C.-C. Sun u. a. „Precise optical modeling for silicate-based white LEDs“. In: *Optics Express* 16.24 (2008), S. 20060–20066.
 - [105] C. Sommer u. a. „The Effect of the Phosphor Particle Sizes on the Angular Homogeneity of Phosphor-Converted High-Power White LED Light Sources“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 15.4 (2009), S. 1181–1188.
 - [106] D. C. v. Grünigen. *Digitale Signalverarbeitung*. München [u.a.]: Fachbuchverl. Leipzig im Carl Hanser Verl., 2001.
 - [107] B. J. Jackin u. a. „Distributed calculation method for large-pixel-number holograms by decomposition of object and hologram planes“. In: *Optics Letters* 39.24 (2014), S. 6867–6870.
 - [108] U. Levy, E. Marom und D. Mendlovic. „Thin element approximation for the analysis of blazed gratings: simplified model and validity limits“. In: *Optics Communications* 229.1–6 (2004), S. 11–21.

- [109] B. C. Platt und R. Shack. „History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing“. In: *Journal of refractive surgery (Thorofare, N.J. : 1995)* 17.5 (2001), S. 573–577.
- [110] P. V. Ivanov, A. V. Koryabin und V. I. Shmalgauzen. „Wavefront-shearing interferometer in an adaptive system with optical feedback“. In: *Quantum Electronics* 29.4 (1999), S. 360–362.
- [111] H. Meddecki u. a. „Phase-shifting point diffraction interferometer“. In: *Optics Letters* 21.19 (1996), S. 1526–1528.
- [112] J.-C. Chanteloup. „Multiple-wave lateral shearing interferometry for wave-front sensing“. In: *Applied Optics* 44.9 (2005), S. 1559–1571.
- [113] P. A. Cheremkhin u. a. „Optical reconstruction of digital off-axis Fresnel holograms using phase-only LCOS SLM "HoloEye PLUTO VIS"“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 536 (2014), S. 012008.
- [114] D. Karthaus u. a. „Modeling of light-emitting diode wavefronts for the optimization of transmission holograms“. In: *Applied Optics* 56.18 (2017), S. 5234–5241.
- [115] D. Karthaus u. a. „Optimization of Computer-Generated Transmission Holograms Using Different LED Wavefront Approximations“. In: *DGaO-Proceedings 2017*. Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 2017.
- [116] D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Transmission volume holograms for LED illumination“. In: *Engineering for a Changing World: Proceedings; 59th IWK, Ilmenau Scientific Colloquium, Technische Universität Ilmenau, September 11-15, 2017* 59, 2017.1.4.03 (Okt. 2017).
- [117] L. N. Thibos. „Principles of Hartmann-Shack Aberrometry“. In: *Vision Science and its Applications, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2000)* (2000), NW6.
- [118] D. Dayton u. a. „Atmospheric structure function measurements with a Shack-Hartmann wave-front sensor“. In: *Optics Letters* 17.24 (1992), S. 1737–1739.
- [119] M. Kasper u. a. *Increasing the sensitivity of a Shack-Hartmann sensor*. 2016.
- [120] G. Hernández-Gómez, Z. Malacara-Hernández und D. Malacara-Hernández. „Hartmann tests to measure the spherical and cylindrical curvatures and the axis orientation of astigmatic lenses or optical surfaces“. In: *Applied Optics* 53.6 (2014), S. 1191–1199.
- [121] H. Gong u. a. „Optical path difference microscopy with a Shack-Hartmann wavefront sensor“. In: *Optics Letters* 42.11 (2017), S. 2122–2125.
- [122] J. Wang und A. G. Podoleanu. „Time-domain coherence-gated Shack-Hartmann wavefront sensor“. In: Bd. 8091. 2011, S. 80910–80916.
- [123] W. Drexler und J. G. Fujimoto. *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [124] R. Kasztelanec u. a. „High resolution Shack-Hartmann sensor based on array of nanostructured GRIN lenses“. In: *Optics Express* 25.3 (2017), S. 1680–1691.
- [125] R. Grunwald u. a. „Angular tolerance of Shack-Hartmann wavefront sensors with microaxicons“. In: *Optics Letters* 32.11 (2007), S. 1533–1535.
- [126] W. J. Bates. „A wavefront shearing interferometer“. In: *Proceedings of the Physical Society* 59.6 (1946), S. 940–961.
- [127] R. N. Smartt und W. H. Steel. „Theory and Application of Point-Diffraction Interferometers“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 14.S1 (1974), S. 351–356.
- [128] W. H. Steel. *Interferometry*. 2. ed., reprinted. Bd. 1. Cambridge studies in modern optics. Cambridge [u.a.]: Cambridge Univ. Press, 1987.
- [129] P. Hariharan. *Basics of Interferometry*. Elsevier Science, 2010.
- [130] J. Vargas u. a. „Two-step demodulation based on the Gram-Schmidt orthonormalization method“. In: *Optics letters* 37.3 (2012), S. 443–445.

-
- [131] J. Ma, Z. Wang und T. Pan. „Two-dimensional continuous wavelet transform algorithm for phase extraction of two-step arbitrarily phase-shifted interferograms“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 55 (2014), S. 205–211.
 - [132] J. Ma u. a. „Parameter discretization in two-dimensional continuous wavelet transform for fast fringe pattern analysis“. In: *Applied optics* 50.34 (2011), S. 6399–6408.
 - [133] L. R. Watkins. „Review of fringe pattern phase recovery using the 1-D and 2-D continuous wavelet transforms“. In: *Fringe Analysis Methods & Applications* 50.8 (2012), S. 1015–1022.
 - [134] H. Liu, A. N. Cartwright und C. Basaran. „Moiré interferogram phase extraction: a ridge detection algorithm for continuous wavelet transforms“. In: *Applied Optics* 43.4 (2004), S. 850–857.
 - [135] J. Ma u. a. „Two-dimensional continuous wavelet transform for phase determination of complex interferograms“. In: *Applied optics* 50.16 (2011), S. 2425–2430.
 - [136] Y. Guo, X. Chen und T. Zhang. „Robust phase unwrapping algorithm based on least squares“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 63 (2014), S. 25–29.
 - [137] M. D. Pritt und J. S. Shipman. „Least-squares two-dimensional phase unwrapping using FFT’s“. In: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 32.3 (1994), S. 706–708.
 - [138] R. J. Noll. „Zernike polynomials and atmospheric turbulence“. In: *JOSA* 66.3 (1976), S. 207–211.
 - [139] J. D. Schmidt. *Numerical simulation of optical wave propagation*. Bd. 199. Press monograph. Bellingham, Wash.: SPIE, 2010.
 - [140] M. Richter. *Einführung in die Farbmatrik*. De Gruyter, 1981.
 - [141] DIN Deutsches Institut für Normung e. V. *Farbmatrik – Teil 1: CIE farbmtrische Normalbeobachter*. Berlin, 7.2011.
 - [142] DIN Deutsches Institut für Normung e. V. *Multimediasysteme und -geräte, Farbmessung und Farbmanagement Teil 2-1: Farbmanagement - Vorgabe-RGB-Farbraum - sRGB*. 9.2003.
 - [143] D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Design and Simulation of Computer-Generated Volume Holograms for Automotive Headlamps“. In: *DGaO-Proceedings 2016*. Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 2016.
 - [144] D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Optimization of holograms for application in automotive headlamps with LED illumination“. In: *Applied Industrial Optics: Spectroscopy, Imaging and Metrology*. OSA technical digest (online). Washington, D.C., USA und Washington, D.C., USA: OSA, The Optical Society, 2016, JW4A.17.
 - [145] H. Berneth u. a. „Bayfol HX photopolymer for full-color transmission volume Bragg gratings“. In: *SPIE OPTO*. Hrsg. von H. I. Bjelkhagen und V. M. Bove. SPIE Proceedings. SPIE, 2014, S. 900602.
 - [146] J. Jahns. *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. München, Germany: Oldenbourg Verlag, 2001.
 - [147] L. Bigué und P. Ambs. „Optimal multicriteria approach to the iterative Fourier transform algorithm“. In: *Applied Optics* 40.32 (2001), S. 5886–5893.
 - [148] R. Baer, Hrsg. *Beleuchtungstechnik*. 3., vollständig überarbeitete Aufl. Berlin: Huss-Medien, op. 2006.
 - [149] Covestro. *Bayfol® HX200 - Description and Application Information: Product Datasheet*. 2016.
 - [150] *Colorimetry: Technical report*. 3rd ed. Bd. 15-2004. CIE. Vienna: Commission internationale de l’Eclairage, CIE Central Bureau, 2004.

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Schematische Darstellung der Ebenen und Wellen bei der Hologrammaufnahme und der Rekonstruktion. | 10 |
| 2.2 | Darstellung eines Aufbaus zur Aufnahme von Off-Axis-Fresnel-Transmissionshologrammen. | 11 |
| 2.3 | Darstellung eines Aufbaus zur Rekonstruktion von Off-Axis-Transmissionshologrammen. | 12 |
| 2.4 | Schematische Darstellung der durch Interferenz entstehenden Gitterstruktur bei einem Volumentransmissionshologramm (nach[5]). Die Wellenvektoren der Objekt- und Referenzwelle \vec{k}_O und \vec{k}_R stehen im Referenzwinkel θ_R zueinander. Die Gitterstruktur im Material lässt sich über die Gitterperiode Λ und den Gittervektor \vec{K}_Λ beschreiben. Die Lage der Gitterlinien zu den Wellenvektoren ist über den Winkel Ψ definiert. | 13 |
| 2.5 | Schematische Darstellung eines SLM-basierten Aufbaus zur Erzeugung computergenerierter Transmissionshologramme. | 20 |
| 3.1 | Schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Design-, Belichtungs- und Simulationsprozesses. | 28 |
| 3.2 | Bildvorlage für das vom Hologramm zu rekonstruierende Testbild. | 28 |
| 4.1 | Schematische Darstellung des SLM-basierten Aufbaus zur Erzeugung computergenerierter Transmissionshologramme | 30 |
| 4.2 | Seitenansicht der schematische Darstellung des SLM-basierten Aufbaus zur Erzeugung computergenerierter Transmissionshologramme im Bereich des XY-Verfahrtisches. | 31 |
| 4.3 | Farbbilder von über den SLM dargestellten Hologrammen. | 32 |
| 4.4 | Schematische Darstellung der Zusammenhänge zwischen der Hologramm- und der Rekonstruktionsebene bei CGHs. | 36 |
| 4.5 | Schematische Darstellung der Ausdehnungen der unterschiedlichen SLM-Fensterbereiche. | 37 |
| 4.6 | Ablaufdiagramm für den ersten Designschrift zur Berechnung des Basis hologramms. | 38 |
| 4.7 | Darstellung der Rekonstruktionen von zwei benachbarten Subhologrammen ohne Modulation. | 39 |
| 4.8 | Ablaufdiagramm für den zweiten Designschrift zum Aufbau der Hologrammmatrix. | 41 |
| 4.9 | Ablaufdiagramm für den letzten Designschrift zur Anpassung der Subhologramme an die Rekonstruktionswelle | 42 |
| 4.10 | Prinzip eines SHS. | 43 |
| 4.11 | Schematische Darstellung der Prinzipien eines Shearing-Interferometers und eines PDI. | 44 |
| 4.12 | Schematische Darstellung des Interferometers zur Ermittlung der LED-Wellenfronten | 46 |
| 4.13 | Schnittbilder der Wellenfronten für 532nm, ermittelt durch die unterschiedlichen Approximationen und die gemessene Wellenfront | 49 |

| | | |
|------|---|----|
| 5.1 | Ablaufdiagramm der Simulationsschritte. | 52 |
| 5.2 | Rekonstruktionsfenster und Ausschnitt der +1.BO in der Simulation. | 55 |
| 5.3 | Schematische Darstellung der Farbüberlagerung in der Simulation. | 57 |
| 5.4 | Aufbau zur experimentellen Rekonstruktion der Hologramme. | 58 |
| 5.5 | Schnittbild von Rekonstruktionen bei Beleuchtung eines Hologramms mit zwei unterschiedlichen Divergenzwinkeln. | 59 |
| 5.6 | Schnittbild des Kantenbereichs von Rekonstruktionen mit Hilfslinien zur Bestimmung des Kantenmittelpunktes. | 61 |
| 6.1 | Schnittbild des Kantenbereichs eines Testbildes mit und ohne Projektions- schirm. | 67 |
| 6.2 | Farbbilder und Falschfarben-Differenzbilder experimenteller Rekonstruktionen bei dejustiertem Messaufbau. | 69 |
| 6.3 | Änderung des Korrelationskoeffizienten bei Veränderung der Bildschärfe. . . | 70 |
| 6.4 | Änderung des Korrelationskoeffizienten bei Veränderung des Bildrauschens. . | 71 |
| 6.5 | Änderung des Korrelationskoeffizienten bei Veränderung der Bildverzerrung. . | 72 |
| 6.6 | Farbbilder von simulierten Rekonstruktionen bei kohärenter und inkohärenter Überlagerung. | 72 |
| 6.7 | Änderung des Korrelationskoeffizienten bei Abweichungen in der Überlagerung. . | 73 |
| 6.8 | Farbbilder der Rekonstruktionen von unoptimierten und optimierten Hologrammen bei Beleuchtung mit den Wellenlängen 445 nm, 532 nm und 638 nm. . | 75 |
| 6.9 | Aufnahme von Subhologrammen mit einer Mikroskopkamera bei 60-facher Vergrößerung. | 76 |
| 6.10 | Werte des Korrelationskoeffizienten für experimentelle und simulierte Rekonstruktionen in verschiedenen Distanzen vor der Optimierung. | 77 |
| 6.11 | Werte des Korrelationskoeffizienten für experimentelle und simulierte Rekonstruktionen in verschiedenen Distanzen nach der Optimierung. | 78 |
| 6.12 | Farbbild der resultierenden Bilder bei Design der Hologramme für einen Versatz der Rekonstruktionen. | 81 |
| 6.13 | Übersicht der von Spreyer [S13] untersuchten Ansätze zur Realisierung einer Weißlichtüberlagerung. | 82 |
| 6.14 | Schematische Darstellung des Aufbaus zur Rekonstruktion der Transmissionshologramme von Spreyer. | 83 |
| 6.15 | Farb- und Schnittbilder der experimentellen Ergebnisse für die Weißlicht-Konzepte von Spreyer [S13]. | 84 |
| 6.16 | Gemessene und simulierte Beugungseffizienz (Testreihe Ettelt). | 85 |
| 6.17 | Simulierte Beugungseffizienz für verschiedene Dicken und verschiedene Brechungsindexmodulationen. | 86 |
| 6.18 | Gemessene und simulierte Beugungseffizienz für verschiedene Referenzwinkel. . | 87 |
| 6.19 | Experimentelle und simulierte Rekonstruktionen nicht optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit unterschiedlichen Divergenzwinkeln. | 90 |
| 6.20 | Experimentelle und simulierte Rekonstruktionen optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit unterschiedlichen Divergenzwinkeln. | 91 |
| 6.21 | Experimentell rekonstruierte Bilder eines optimierten Hologramms bei Beleuchtung mit dem Laser und der Luxeon-LED mit jeweils einem Divergenzwinkel von $\pm 4^\circ$ | 92 |
| 6.22 | Experimentell rekonstruierte Bilder optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit den Cree-LEDs unter Verwendung von Lochblenden mit unterschiedlichen Durchmessern zur örtlichen Filterung. | 93 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.23 | Schnittbilder der Rekonstruktionen für 632 nm bei Verwendung unterschiedlicher Blenden. | 94 |
| 6.24 | Experimentell rekonstruierte Bilder optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit den Cree-LEDs unter Verwendung von spektralen Filtern zur Reduzierung der Bandbreite. | 95 |
| 6.25 | Experimentell rekonstruierte Bilder optimierter Hologramme bei Beleuchtung mit den Cree-LEDs unter Verwendung von spektralen Filtern und Lochblenden. | 96 |
| 6.26 | Simulierte Rekonstruktionen für breitbandiges Licht. | 97 |
| 6.27 | Farbbilder der experimentellen Rekonstruktionen für unterschiedliche Wellenfrontapproximationen. | 99 |
| 6.28 | Schnittbilder der sphärischen, der gemessenen und der Lambert'schen Wellenfronten für 532nm, extrapoliert auf einen Winkelbereich von $\pm 40^\circ$ | 101 |
| 6.29 | Farbbilder der experimentellen Rekonstruktionen für die sphärische und die Lambert'sche Wellenfrontapproximationen. | 103 |
| A.1 | Normierte Werte der Bewertungskriterien und der entwickelten Fehlerfunktion E_F über 200 Iterationen. | 132 |
| A.2 | Wellenlängenabhängige Transmission des unbelichteten Photopolymers. . . | 133 |
| A.3 | Spektren der Cree-LEDs und der in Testreihe V genutzten spektralen Filter. . | 133 |
| A.4 | RGB-Spektralwertkurven | 134 |
| A.5 | XYZ-Normspektralwertkurven. | 134 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.1 | Betrag der berechneten Zernike Koeffizienten Z_4 für die verschiedenen Wellenfrontapproximationen bei 532 nm Wellenlänge. | 49 |
| 5.1 | Übersicht zu den durchgeführten Versuchsreihen. | 63 |
| 6.1 | Ergebnisse für den Korrelationskoeffizienten von Versuchsreihe I. | 79 |
| 6.2 | Übersicht über die Ergebnisse der verschiedenen Konzepte zur Weißlichtmischung. | 85 |
| 6.3 | Übersicht der Ergebnisse für den Korrelationskoeffizienten von Versuchsreihe vier. | 89 |
| 6.4 | Übersicht über die Ergebnisse von Versuchsreihe fünf für die Messungen mit Filtern und Blenden. | 97 |
| 6.5 | Betrag der berechneten Korrelationskoeffizienten ρ für die verschiedenen Wellenfrontapproximationen. | 100 |

Abkürzungsverzeichnis

| | |
|-----------|---|
| ASM | Angular Spectrum Method |
| BO | Beugungsordnung |
| CCD | Charge-Coupled Device |
| CGH | computergeneriertes Hologramm |
| CGVH | computergeneriertes Volumen hologramm |
| COB | Chip on Board |
| CWA | Coupled Wave Approximation |
| CWT | Continuous Wavelet Transform |
| DFT | Diskrete Fourier-Transformation |
| DM | Direct Method |
| DMD | Digital Micromirror Device |
| DOE | diffraktives optisches Element |
| DSP | Dichroitischer Spiegel |
| ECE | Economic Commission for Europe |
| FFT | Schnelle (Fast) Fourier-Transformation |
| FL | Fourierlinse |
| FT | Fourier Transformation |
| FWHM | Full Width Half Maximum |
| GSA | Gerchberg-Saxton Algorithmus |
| GSO | Gram-Schmidt Orthonormalisierungsverfahren |
| HOE | holographisch optisches Element |
| HOGEL | Holographisches Element |
| IFTA | Iterativer Fourier-Transformations-Algorithmus |
| Laser | Light amplification by stimulated emission of radiation |
| LB | Lochblende |
| LCD | Liquid Crystal Display |
| LCoS | Liquid Crystal on Silicon |
| LED | Lichtemittierende Diode |
| LMK | Leuchtdichte-Messkamera |
| MLA | Mikrolinsenarray |
| ND-Filter | Neutraldichtefilter |
| PDI | Point-Diffraction-Interferometer |
| RB | Rechteckblende |
| RCWA | Rigorous Coupled Wave Approximation |
| RGB | Rot-Grün-Blau |
| RMSE | Wurzel der mittleren Fehlerquadratsumme (Root Mean Squared Error) |
| RS | Rayleigh-Sommerfeld |
| S | Shutter |

| | |
|-----|---|
| SAD | Summe der absoluten Differenzen |
| SHS | Shack-Hartmann Sensor |
| SI | Shearing-Interferometer |
| SLM | Spatial Light Modulator |
| SNR | Signal-Rauschverhältnis (Signal-to-Noise Ratio) |
| SP | Spiegel |
| ST | Strahlteiler |
| TEA | Thin Element Approximation |

Symbolverzeichnis

| | |
|---|---|
| A | Wellenamplitude |
| B | Blende |
| \vec{B} | magnetischer Feldvektor |
| c | Lichtgeschwindigkeit |
| C_e | Randbedingung für die Lösung eines Optimierungsproblems |
| d | Hologrammdicke |
| \vec{E} | elektrischer Feldvektor |
| $\{\mathcal{H}\}$ | Hologrammebene |
| $\{\mathcal{Q}\}$ | Objekt- bzw. Lichtquellenebene |
| $\{\mathcal{I}\}$ | Rekonstruktions- bzw. Bildebene |
| E_F | Fehlerfunktion zum Abbruch der Iterationsschleife beim GSA |
| f | Brennweite in m |
| ζ^I | allg.: ideale Lösung eines Optimierungsproblems |
| $f(\xi)$ | allg.: Lösungsfunktion eines Optimierungsproblems |
| $\mathcal{F}\{\cdot\}$ | Fouriertransformation |
| $\mathcal{F}^{-1}\{\cdot\}$ | inverse Fouriertransformation |
| f_x, f_y | Ortsfrequenzen |
| I | Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes |
| i | imaginäre Einheit |
| I_H | Intensitätsverteilung des Interferenzbildes in der Hologrammebene |
| I_I | Intensitätsverteilung des rekonstruierten Bildes |
| I_Z | Intensitätsverteilung des Zielbildes im Designprozess |
| \vec{k} | Wellenvektor |
| k | Betrag des Wellenvektors \vec{k} |
| \mathcal{K}_{CWT} | Waveletkoeffizient bei der CWT |
| \vec{K}_Λ | Gittervektor |
| L | Kantenlänge in der Rekonstruktion in m oder Abkürzung für Linse |
| L_D | Länge eines digitalen Datensatzes |
| n | materialabhängiger Brechungsindex |
| \vec{n} | Normalenvektor |
| Q | Parameter zur Kategorisierung dünner / dicker Hologramme |
| \vec{r} | Ortsvektor |
| r | Betrag des Ortsvektors \vec{r} |
| $\bar{r}(\lambda), \bar{g}(\lambda)$ und $\bar{b}(\lambda)$ | Spektralwertfunktionen des CIE-RGB-Farbraums |
| S_λ | wellenlängenabhängiger Skalierungsfaktor |
| S_R | Skalierungsfaktor zur Anpassung des Samplings (Resampling) bei der simulativen Rekonstruktion |
| t | Zeitvariable |
| U | komplexe Amplitude einer skalaren Welle |

| | |
|--|--|
| u | reelle Beschreibung einer Skalaren Welle |
| U_B | komplexe Amplitude der Rekonstruktions- bzw. Beleuchtungswelle |
| U_I | komplexe Amplitude der approximierten Rekonstruktionswelle im Designprozess |
| U_I | komplexe Amplitude der realen Rekonstruktionswelle |
| U_H | komplexe Amplitude der Welle in der Hologrammebene |
| U_I | komplexe Amplitude der Welle in der Rekonstruktionsebene |
| U_M | komplexe Amplitude der durch das Hologramm modulierten Welle |
| U_O | komplexe Amplitude der Objektwelle |
| U_R | komplexe Amplitude der Referenzwelle |
| W_I | Fenster von ΔX_I , in dem die Zielbeugungsordnung beim Designprozess liegt |
| W_D | Bereich von W_I dessen Informationen im Belichtungsprozess über den SLM ohne Abschattungen in die Hologrammebene abgebildet werden |
| W_B | Bereich von W_D , der die maximale Ausdehnung des Testbildes in der Zielbildvorlage bestimmt |
| $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ und $\bar{z}(\lambda)$ | Normspektralwertfunktionen des CIE-XYZ-Farbraums |
| z | Distanz in m |
| ΔX_F | Ausdehnung der Rekonstruktionsebene |
| ΔX_H | Ausdehnung des Hologramms |
| ΔX_I | Ausdehnung des rekonstruierten Bildes in der Rekonstruktionsebene |
| α | Divergenzwinkel einer Lichtquelle |
| η | Beugungseffizienz |
| β | Abbildungsverhältnis |
| δn | Brechungsindexmodulation |
| θ_R | Referenzwinkel |
| Γ | Autokorrelationsfunktion |
| γ | Kohärenzgrad |
| Λ | Gitterperiode |
| λ | Wellenlänge in nm |
| $\Delta\lambda$ | spektrale Bandbreite |
| ∇ | Nabla-Operator |
| ν | zeitliche Frequenz |
| Ω | allg.: Lösungsraum eines Optimierungsproblems |
| φ | Phase einer komplexen Welle |
| φ_B | Phaseninformation der Rekonstruktions- bzw. Beleuchtungswelle |
| $\hat{\varphi}_H$ | Beste Lösung für Hologrammphasenverteilung |
| Φ | Lösungsraum für Phasenverteilungen im Designprozess |
| φ_H | Phaseninformation des Hologramms |
| φ_M | Phaseninformation der durch das Hologramm modulierten Rekonstruktionswelle |

| | |
|-----------------------------|---|
| φ_R | Phaseninformation der Referenzwelle |
| $\mathcal{P}\{\cdot\}$ | Operator für direkte Projektion |
| $\mathcal{P}^{-1}\{\cdot\}$ | Operator für inverse Projektion |
| ψ_S | Startfeld |
| ψ_Z | Zielfeld |
| Ψ | Winkel zwischen Gitterstruktur und Oberflächennormalen eines Hologramms |
| ρ | Korrelationskoeffizient |
| τ | Kohärenzzeit |
| θ_{in} | Eintrittswinkel |
| θ_m | Beugungswinkel |
| θ_m | Rekonstruktionswinkel |
| θ_R | Referenzwinkel im Belichtungsprozess |
| $\hat{\xi}$ | allg.: Lösung eines Optimierungsproblems |
| $\Delta\varphi$ | Phasendifferenz |
| Z_l | l-ter Zernike-Koeffizient |
| \mathbb{D}^n | Diskreter, n-dimensionaler Zahlenraum |
| \mathbb{C}^n | Komplexer, n-dimensionaler Zahlenraum |
| \mathbb{N}^n | Natürlicher, n-dimensionaler Zahlenraum |
| \mathcal{O} | Notation für die Beschreibung der Komplexität von Algorithmen |
| ∂ | Differentialoperator |
| \mathbb{R}^n | Reeller, n-dimensionaler Zahlenraum |

Anhang

A.1 Bewertungskriterien und Fehlerfunktion für den IFTA

Für die Bestimmung eines Abbruchkriteriums für die Iterationsschleife des IFTAs werden im Rahmen dieser Arbeit sechs Parameter betrachtet. Die Beschreibung dieser sind im Folgenden dargestellt. Zur Anpassung der Amplitudenwerte des Zielbildes I_Z und des rekonstruierten Bildes I_I ist bei Berechnung der Parameter RMSE, ρ und SNR der Faktor s notwendig [147].

$$s = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_Z^{m,n} \cdot I_I^{m,n}}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (I_I^{m,n})^2} \quad (\text{A.1})$$

m und n entsprechen den Pixelkoordinaten im Bild.

Root Mean Squared Error (nach [59])

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{M \cdot N} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |I_Z^{m,n} - s \cdot I_I^{m,n}|^2} \quad (\text{A.2})$$

Korrelationskoeffizient (nach [57])

$$\rho = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (s \cdot I_I^{m,n} - \bar{I}_I) (I_Z^{m,n} - \bar{I}_Z)}{\sqrt{\left[\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (s \cdot I_I^{m,n} - s \cdot \bar{I}_I)^2 \right] \left[\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (I_Z^{m,n} - \bar{I}_Z)^2 \right]}} \quad (\text{A.3})$$

mit \bar{I}_Z als Mittelwert des Zielbildes und \bar{I}_I als Mittelwert des rekonstruierten Bildes.

Signal-Noise Ratio (nach [58])

$$SNR = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_Z^{m,n}}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_Z^{m,n} - s \cdot I_I^{m,n}} \quad (\text{A.4})$$

Beugungseffizienz (nach [60])

$$\eta = \frac{\sum_{v=1}^V \sum_{w=1}^W I_I^{v,w}}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_I^{m,n}} \quad (\text{A.5})$$

mit v, w als Pixelkoordinaten innerhalb des Bildbereiches mit der ersten +1. BO ΔW_I .

Gleichmäßigkeitsfehler nach [60], entspricht Definition des Michelson-Kontrastes [148]

$$\begin{aligned}
 I_{\min} &= \arg \min \{ I_I^{\Delta W_I} \} \\
 I_{\max} &= \arg \max \{ I_I^{\Delta W_I} \} \\
 E_U &= \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

Zur Entwicklung der Fehlerfunktion in Kapitel 4.2.1 werden die normierten Werte der implementierten Bewertungskriterien über 200 Iterationen bestimmt und die Kriterien ausgewählt, welche erst nach möglichst vielen Iterationen in einen Sättigungszustand übergehen. Dieser Zustand wird als erreicht angenommen, wenn sich die Werte der Bewertungsparameter innerhalb von fünf Iterationen in der vierten Dezimalstelle nicht verändern. Die Verläufe der Parameterwerte über die Iterationen sind in Abbildung A.1 dargestellt. Der Gleichmä-

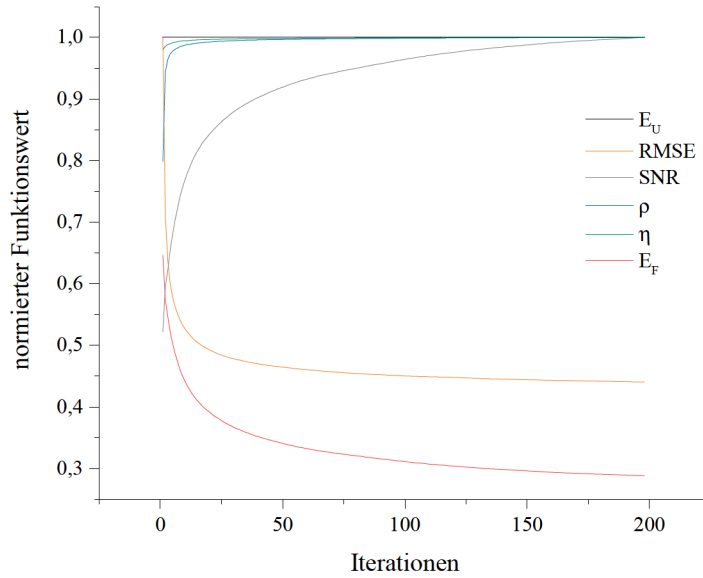


Abbildung A.1: Normierte Werte der Bewertungskriterien und der entwickelten Fehlerfunktion E_F über 200 Iterationen.

ßigkeitsfehler erreicht von Beginn an den Wert 1 und liefert damit keinen Beitrag für die Bewertung der iterativen Optimierung der Rekonstruktion. Während η nach 80 Iterationen und ρ nach 125 Iterationen den Sättigungszustand erreichen, wird dieser auch nach 200 Iterationen für den RMSE und den SNR nicht erreicht. Da η allerdings durch die Definition des Fensters ΔW_I beeinflusst wird und Streulicht um die das Zielbild mit einfließt, werden die Parameter ρ , RMSE und SNR für die Fehlerfunktion ausgewählt. Zusätzlich wird eine Gewichtung in Abhängigkeit des Kurvenverlaufs vorgenommen (höhere Gewichtung bei kontinuierlicher Veränderung über die Iterationen). Der Koerrelationskoeffizient ρ und der RMSE werden jeweils mit 0,2 und der SNR mit 0,6 gewichtet. Auf Grund seines inversen Konvergenzverhaltens fließt für den SNR der Differenzwert $(1 - SNR)$ ein.

A.2 Wellenlängenabhängige Transmission des verwendeten Photopolymers

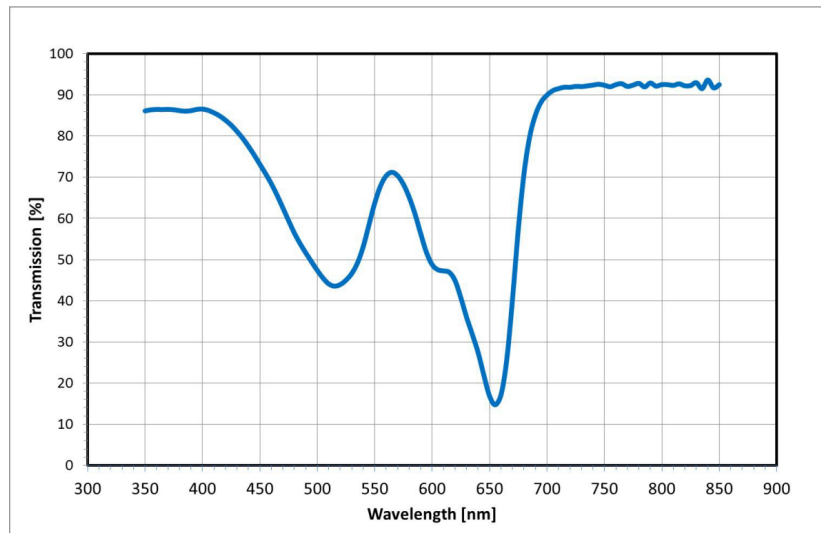


Abbildung A.2: Wellenlängenabhängige Transmission des unbelichteten Photopolymers mit Cellulose-Triacetat-Substrat [149] (mit freundlicher Genehmigung der Covestro AG).

A.3 Eigenschaften der LEDs und Filter in Testreihe zwei

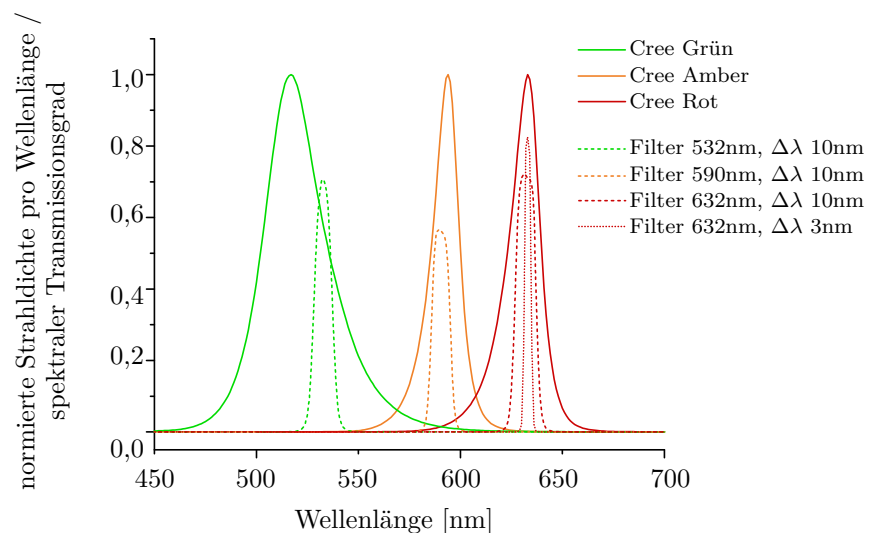


Abbildung A.3: Gemessene Spektren der Cree-LEDs als durchgezogene Linien und Spektren der in Testreihe V genutzten Bandpassfilter als gestrichelte Linien.

A.4 Spektralwertkurven

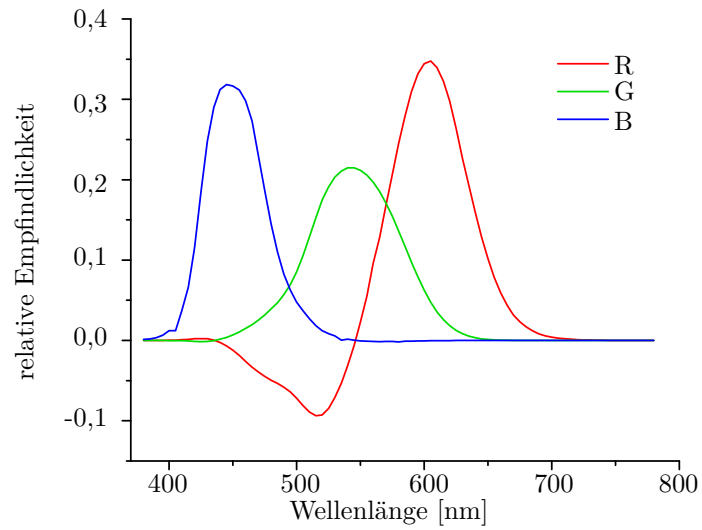


Abbildung A.4: RGB-Spektralwertkurven (nach [150])

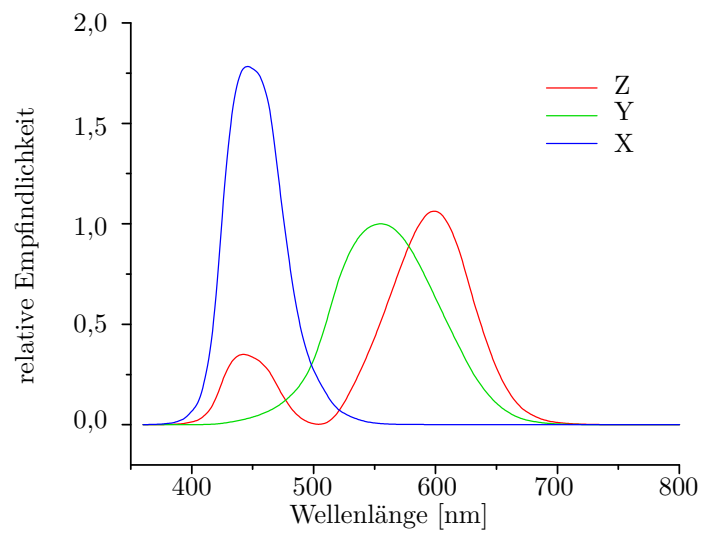


Abbildung A.5: XYZ-Normspektralwertkurven (nach [150]).

Publikationen im Rahmen dieser Arbeit

Journalbeiträge

D. Karthaus, M. Giehl, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Modeling of light-emitting diode wavefronts for the optimization of transmission holograms“. In: *Applied Optics* 56.18 (2017), S. 5234-5241.

Tagungsbände und Proceedings

- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger: „Holograms in Automotive Headlamps - Chances and Challenges“. In: *DGaO Proceedings 2015* (online). Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 2016.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Design and Simulation of Computer-Generated Volume Holograms for Automotive Headlamps“. In: *DGaO-Proceedings 2016* (online). Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 2016.
- D. Karthaus, N. Koren, O. Sandfuchs und S. Sinzinger: „Holograms in Automotive Headlamps with LED Illumination“. In: *11th International Symposium on Automotive Lighting - ISAL 2015 - Proceedings of the Conference: Volume 16*. Herbert Utz Verlag GmbH, 2015, S. 53-62.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Optimization of holograms for application in automotive headlamps with LED illumination“. In: *Applied Industrial Optics: Spectroscopy, Imaging and Metrology*. OSA technical digest (online). Washington, D.C., USA: OSA, The Optical Society, 2016, JW4A.17.
- D. Karthaus: „Computer-Generated Volume Holograms for Automotive Headlamps“. In: *Proceedings 2016-04 VISION 2016 Conference on automotive lighting & ADAS*. Paris, Société des ingénieurs de l'automobile (SIA), 2016, Paris.
- D. Karthaus, M. Giehl, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Optimization of Computer-Generated Transmission Holograms Using Different LED Wavefront Approximations“. In: *DGaO-Proceedings 2017* (online). Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 2017.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Transmission Holograms for White Light Illumination“. In: *12th International Symposium on Automotive Lighting - ISAL 2017 - Proceedings of the Conference: Volume 17*. Herbert Utz Verlag GmbH, 2017, S. 53-62.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs, S. Sinzinger. „Transmission volume holograms for LED illumination“. In: *Engineering for a changing world : 59th IWK, Ilmenau Scientific Colloquium, Technische Universität Ilmenau, September 11-15, 2017: proceedings*. Ilmedia, 2017, Ilmenau.

Vorträge

- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Design and Simulation of Computer-Generated Volume Holograms for Automotive Headlamps“. 117. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik, Hannover, 2016.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Optimization of holograms for application in automotive headlamps with LED illumination“. Imaging and Applied Optics Congress, Heidelberg, 2016.
- D. Karthaus, M. Giehl, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Optimization of Computer-Generated Transmission Holograms Using Different LED Wavefront Approximations“. 118. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik, Dresden, 2017.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. „Transmission Holograms for White Light Illumination“. 12th International Symposium on Automotive Lighting - ISAL 2017, Darmstadt, 2017.
- D. Karthaus, O. Sandfuchs, S. Sinzinger. „Transmission volume holograms for LED illumination“. 59th IWK, Ilmenau Scientific Colloquium, Technische Universität Ilmenau, 2017.

- [S1] Berkensträter, Kerstin. *Charakterisierung von Lichtquellen*. Fachhochschule Köln, Praktikum, September 2014
- [S2] Berkensträter, Kerstin. *Verschmutzung, Witterungseinflüsse und Beschädigungen an einem Hologramm und ihre Auswirkung auf die Rekonstruktion*. Fachhochschule Köln, Bachelorarbeit, Februar 2015
- [S3] Koren, Nadine. *Einfluss der Lichtquelleneigenschaften auf die Rekonstruktionsqualität von Hologrammen*. Fachhochschule Köln, Bachelorarbeit, Februar 2015
- [S4] Ehlert, Kai. *Labora Aufbau zur Herstellung von computerbasierten Volumen hologrammen*. Hochschule Hamm-Lippstadt, Bachelorarbeit, Februar 2015
- [S5] Richter, Amon. *Analyse der messtechnischen Erfassung von Wellenfronten*. Fachhochschule Münster, Praktikum, Januar 2015
- [S6] Richter, Amon. *Wellenfrontanalyse nicht-idealer Lichtquellen für die Simulation komplexer optischer Systeme*. Fachhochschule Münster, Bachelorarbeit, April 2015
- [S7] Schindler, Gregor. *Charakterisierung und Simulation einer spektral-variablen Lichtquelle OL490*. Karlsruher Institut für Technologie, Praktikum, Juni 2015
- [S8] Link, Valeria. *Feststellung von Maßnahmen zur Optimierung eines Aufbaus zur Erzeugung computer-basierter Volumen hologramme*. Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Praktikum, Juni 2015
- [S9] Link, Valeria. *Konzeptionierung, Durchführung und Überprüfung von Optimierungsmaßnahmen an einem Aufbau zur Erzeugung computer-basierter Volumen hologramme*. Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Bachelorarbeit, August 2015
- [S10] Hausen, Jan-Philipp. *Aufbau und Simulation eines Point Diffraction Interferometers zur Vermessung der Wellenfront einer roten LED*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Praktikum, September 2015

- [S11] Ettelt, Arno. *Konzept eines Aufbaus für die Bestimmung der Beugungseffizienz zur Überprüfung der Simulation computergenerierter Hologramme*. Hochschule Hamm-Lippstadt, Praktikum, Januar 2016
- [S12] Giehl, Markus. *Konzeptionierung eines Messstandes zur Charakterisierung der Wellenfronten nicht-idealer Lichtquellen*. Technische Universität Kaiserslautern, Praktikum, Februar 2016
- [S13] Spreyer, Florian. *Erzeugung von weißen Lichtverteilungen unter Einsatz von Transmissionshologrammen*. Technische Universität Dortmund, Masterarbeit, Oktober 2016
- [S14] Giehl, Markus. *Wellenoptische Vermessung halbleiterbasierter Lichtquellen - Methode und Überprüfung an holographischen Strukturen*. Technische Universität Kaiserslautern, Diplomarbeit, Dezember 2016

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Kerstin Berkensträter: Charakterisierung der Lichtquellen für die Versuchsreihen
- Nadine Koren: Unterstützung bei der Untersuchung nicht optimierter Hologramme
- Kai Ehlert und Valeria Link: Aufbau, Justage und Optimierung des Belichtungsaufbaus für Hologramme
- Florian Spreyer: Unterstützung bei Weiterentwicklung des Belichtungsaufbaus für RGB-optimierte Hologramme
- Amon Richter, Gregor Schindler, Jan-Philip Hausen und Markus Giehl: Entwicklung von Konzepten für die wellenoptische Vermessung von LEDs
- Markus Giehl: Entwicklung eines Analysealgorithmus zur Rekonstruktion der Wellenfronten sowie Durchführung und Auswertung interferometrischer Messreihen
- David Fischer, Xinrui Cao und Mohamed Bichra: Vermessung von LEDs mit einem Shack-Hartmann Sensor

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch bewertet wird und gemäß § 7 Abs. 10 der Promotionsordnung den Abbruch des Promotionsverfahrens zur Folge hat.

Lippstadt, 21.02.2019



Ort, Datum, Unterschrift